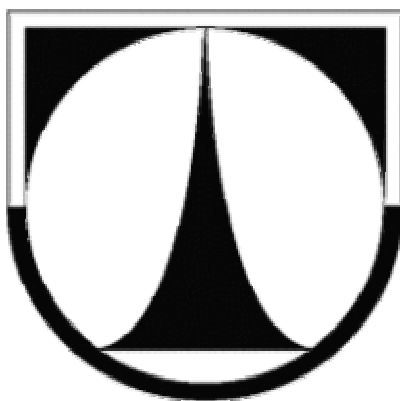


Technická univerzita v Liberci
Fakulta strojní
Katedra energetických zařízení



Modelování turbulence
v nestacionárním úplavu za válcem

(Turbulence Modelling of Unsteady Flows
Past a Cylinder)

Vít Honzejk

2008



TECHNICKÁ UNIVERZITA
V LIBERCI
Fakulta strojní



Katedra energetických zařízení

Studijní program: magisterský – M2301 Strojní inženýrství

Obor: 3901T003 Aplikovaná mechanika

Zaměření: Mechanika tekutin a termodynamika

Vít Honzejk

**Modelování turbulence
v nestacionárním úplavu za válcem**

(Turbulence Modelling of Unsteady
Flows Past a Cylinder)

Vedoucí diplomové práce: Doc. Ing. Karel Fraňa, Ph.D.

Konzultant diplomové práce: Ing. Kateřina Horáková

Rozsah práce:

Počet stran: 62

Počet obrázků: 20

Počet tabulek: 2

Počet grafů: 18

Počet příloh: 20

V Liberci 23. května 2008

Abstrakt

Tato diplomová práce se zaměřuje na numerické modelování turbulentního proudění nestlačitelné tekutiny pomocí modelů turbulentní viskozity Spalart-Allmaras (SA), Detached Eddy Simulation (DES) a $k-\omega$ v metodách RANS a URANS na úloze úplavu za kruhovým válcem při stavu Reynoldsova čísla $Re=3900$. Práce obsahuje popis užitých geometrií, matematických modelů a výsledky, například časově středované hodnoty rychlosti a diagonální složky Reynoldsova tenzoru napětí. Výsledky jednotlivých simulací jsou porovnány s DNS výsledky a experimenty.

Klíčová slova:

RANS, URANS, Spalart-Allmaras, Detached Eddy Simulation, k - ω , úplav za kruhovým válcem

Abstract

This thesis focuses on the numerical turbulence modelling of incompressible turbulent flows simulated by Spalart-Allmaras (SA), Detached Eddy Simulation (DES) and $k-\omega$ turbulence models. The turbulence model was tested by flow past a circular cylinder for Reynolds number of $Re=3900$. The simulation was performed by RANS and URANS approach. This work includes a geometry description, mathematical models and results e.g. time-averaged velocity field and magnitude of the Reynolds stress tensor. Results were compared with DNS and experiments.

Key words:

RANS, URANS, Spalart-Allmaras, Detached Eddy Simulation, k - ω , flow past a cylinder



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Jméno a příjmení	Vít H o n z e j k
Studijní program	magisterský -M2301 strojní inženýrství
Obor	3901T003 Aplikovaná mechanika
Zaměření	Mechanika tekutin a termodynamika

Ve smyslu zákona č. 111/1998 Sb. o vysokých školách se Vám určuje diplomová práce na téma:

Modelování turbulence v nestacionárním úplavu za válcem

Zásady pro vypracování:

(uveďte hlavní cíle diplomové práce a doporučené metody pro vypracování)

1. testování modelu DES pro různé výpočetní sítě a parametry nastavení, porovnání s výsledky DNS a experimenty
2. vyhodnocení časově středovaných hodnot rychlostních polí, turbulentní viskozity a vyhodnocení velikosti tenzoru Reynoldsova napětí
3. testování turbulentního modelu Spalart-Allmaras, porovnání s DNS a experimenty

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na moji diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb. o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřeby TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím diplomové práce a konzultantem.

V Liberci 23. května 2008

Podpis:

Declaration

I have been notified of the fact that Copyright Act No. 121/2000 Coll. applies to my thesis in full, in particular Section 60, School Work.

I am fully aware that the Technical University of Liberec is not interfering in my copyright by using my thesis for the internal purposes of TUL.

If I use my thesis or grant a licence for its use, I am aware of the fact that I must inform TUL of this fact; in this case TUL has the right to seek that I pay the expenses invested in the creation of my theses to the full amount.

I compiled the thesis on my own with the use of the acknowledged sources and on the basis of consultation with the head of the thesis and a consultant.

In Liberec 23rd May 2008

Signature:

Poděkování

Rád využívám této příležitosti k poděkování svému vedoucímu diplomové práce panu Doc. Ing. Karlu Fraňovi, Ph.D. za jeho cenné rady, odborné vedení a konzultace, které mi poskytl v průběhu činnosti na mé diplomové práci.

Za cenné rady dále děkuji i své konzultantce slečně Ing. Kateřině Horákové a paní Ing. Markétě Petříkové.

V neposlední řadě děkuji své rodině za vynikající domácí zázemí, za podporu a vytvoření výborného prostředí ke vzdělávání během celého mého studia.

Obsah

Úvod	102
1 Teorie	14
1.1 Fyzikální model proudění nestlačitelné tekutiny	14
1.2 Turbulentní proudění	14
1.3 Statistické vyhodnocování turbulentního proudění	15
1.3.1 Časové středování	16
1.3.2 Reynoldsovo napětí	17
1.3.3 Turbulentní kinetická energie	18
1.4 Bezrozměrné veličiny	18
1.5 Matematický model turbulentního proudění nestlačitelné tekutiny	19
1.5.1 URANS metoda	21
1.5.2 RANS metoda	21
1.6 Modely turbulentní viskozity	22
1.6.1 Model turbulentní viskozity Spalart-Allmaras (SA)	23
1.6.2 Model turbulentní viskozity $k - \omega$	24
1.6.3 Model turbulentní viskozity Detached Eddy Simulation (DES)	25
2 Numerická simulace úplavu za kruhovým válcem	27
2.1 Návrh sítě a volba okrajových podmínek	27
2.1.1 Základní geometrie	27
2.1.2 Okrajové a počáteční podmínky a materiálové vlastnosti	29
2.2 Výpočetní postup	30
2.2.1 RANS modelování úplavu pomocí programu Fluent	30
2.2.2 URANS modelování úplavu pomocí programu NS-FEM3D	30
2.3 Vyhodnocované oblasti a veličiny	31
2.3.1 Profily za válcem	31
2.3.2 Časová závislost	32

3 Vizualizace proudění na hydrodynamické vaně	33
3.1 Princip vizualizace	33
3.2 Postup vizualizace	34
4 Výsledky	36
4.1 Výsledky RANS simulací získaných pomocí programu Fluent	36
4.2 Výsledky URANS simulací získaných pomocí programu NS-FEM3D	45
4.3 Výsledky vizualizace proudění na hydrodynamické vaně.....	58
5. Závěr	60
Literatura	62

Seznam použitých symbolů a zkratek

b	[m]	šířka kanálu
D	[m]	charakteristický rozměr
d	[m]	vzdálenost od stěny
f	[s ⁻¹]	frekvence
f^*	[-]	bezrozměrná frekvence
g	[-]	obecná veličina
\bar{g}	[-]	časově středovaná obecná veličina
g'	[-]	fluktuace obecné veličiny
h	[m]	výška hladiny
k_t	[m ² .s ⁻²]	turbulentní kinetická energie
k_t^*	[-]	bezrozměrná turbulentní kinetická energie
p	[Pa]	tlak
Re	[-]	Reynoldsovo číslo
Sh	[-]	Strouhalovo číslo
t	[s]	čas
t^*	[-]	bezrozměrný čas
t_0	[s]	počáteční čas
T	[°C]	teplota
u_i	[m.s ⁻¹]	vektor rychlosti
u_i^*	[-]	bezrozměrný vektor rychlosti
$\overline{u_i u_i^*}$	[-]	bezrozměrné časově průměrované součiny fluktuací
U	[m.s ⁻¹]	charakteristická rychlost
u, v, w	[m.s ⁻¹]	složky vektoru rychlosti
\dot{V}	[m ³ .h ⁻¹]	objemový průtok za hodinu
x_i	[m]	kartézská souřadnice
x, y, z	[m]	kartézské souřadnice
ν_m	[m ² .s ⁻¹]	molekulární kinematická viskozita
ν_t	[m ² .s ⁻¹]	turbulentní kinematická viskozita
ν_t^*	[-]	bezrozměrná turbulentní kinematická viskozita

$\tilde{\nu}$	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$	modifikovaná kinematická turbulentní viskozita
ρ	$[\text{kg}.\text{m}^{-3}]$	hustota
Δt	$[\text{s}]$	časový přírůstek
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	$[\text{m}]$	velikost elementu ve směru souřadných os
τ_{ij}^L	$[\text{Pa}.\text{m}^{-2}]$	tenzor smykového napětí
$\bar{\tau}_{ij}^T$	$[\text{Pa}.\text{m}^{-2}]$	tenzor Reynoldsova napětí
$\bar{\tau}_{ij}^T *$	$[-]$	bezrozměrný tenzor Reynoldsova napětí
DES		Detached Eddy Simulation
DNS		Direct Numerical Simulation
NSR		Navier-Stokesova rovnice
RANS		Reynolds Averaged Navier-Stokes
RK		rovnice kontinuity
S-1		sít' č.1
S-2		sít' č.2
SA		Spalart-Allmaras
URANS		Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

Úvod

Z hlediska chování pohybu tekutiny se proudění přiřazují dva základní režimy, laminární a turbulentní režim. Drtivá většina proudění vazké tekutiny je turbulentním prouděním. Turbulentní proudění je charakteristické tím, že se v jeho proudovém poli objevují nestacionární struktury, kterým se říká turbulentní víry. Tyto víry mají různou velikost, od největších, které svoji převážnou energii předávají menším vírům, až po nejmenší, jejichž kinetická energie disipuje přímo na teplo.

Existence turbulentních vírů, popřípadě velikost a charakteristická doba výskytu je závislá na míře turbulentnosti proudění, které lze kvantifikovat např. Reynoldsovým číslem. Reynoldsovo číslo udává poměr mezi setrvačnými a vazkými silami působících v proudění. Turbulentnost proudění je tím větší, čím více převládají setrvačné síly. Převládnou-li dostatečně, pak každý sebemenší projev nestacionarity způsobí vlivem nedostatečného tlumení vazkých sil trvalou nestacionaritu toku. Počáteční nestacionarita může být vnesena např. nedokonalou homogenitou tekutiny, nehomogenním silovým polem působícím na tekutinu, nebo nečastěji nedokonalými okrajovými podmínkami. Vzniklá turbulence má na systém podobný tlumící účinek jako vazké síly.

Ač je vznik turbulence vyvolán náhodnými jevy, tak její další existence je již ovlivňována fyzikálními zákonitostmi v daných podmínkách. V proudění je poté možné pozorovat opakující se struktury, které lze poměrně snadno statisticky vyhodnocovat.

V technické praxi je často třeba zjistit parametry konkrétních typů proudění. Experimentální měření je jednou z cest, jak tyto parametry zjistit. V tomto případě je však třeba mít k dispozici experimentální a měřicí zařízení a kvalifikovanou obsluhu. To vše si však žádá poměrně vysoké náklady.

Druhou cestou zjišťování parametrů proudění jsou numerické simulace. Dnes běžně používané komerční softwary jsou většinou mnohem universálnější než možnosti měřících zařízení, a ani jejich obsluha nevyžaduje tak úzce specializovaný personál jako v případě měření. Cena je pro převážnou část aplikací také daleko nižší. Někdy lze numerickým modelováním zjišťovat i takové typy proudění, pro něž je experimentální měření nemožné.

Výsledky numerických simulací jsou tím přesnější, čím je hustější diskretizační síť, menší časový krok a menší očekávaná turbulentnost proudění. Pro velmi turbulentní typy proudění je tedy třeba velice hustá síť. To ale zvyšuje potřebný výpočetní čas.

V numerických simulacích turbulentního proudění je možné se vydat dvěma směry řešení. Buď s rostoucí turbulentností zkvalitňovat diskretizaci (DNS metoda), a tím dostávat velice přesné výsledky, ale za cenu vysokých nároků na výpočetní zařízení a dlouhý výpočetní čas. Druhou cestou je turbulenci modelovat. Modelů turbulence je dnes známo spousta typů, dávají však různě přesné výsledky.

Tato práce se věnuje simulaci proudění nestlačitelné tekutiny za kruhovým válcem, pomocí běžně užívaných RANS modelů turbulentní viskozity $K - \omega$, *Spalart-Allmaras* (SA) a hybridního RANS a URANS modelu *Detached Eddy Simulation* (DES), ale také pomocí ojediněle používaných čistě URANS modelů SA a DES.

Hlavním cílem této práce je, pomocí porovnání výsledků jednotlivých simulací, nalézt a doporučit vhodný typ modelu turbulentní viskozity pro užití v praxi.

1 Teorie

1.1 Fyzikální model proudění nestlačitelné tekutiny

Stav nestlačitelné proudící tekutiny charakterizují čtyři základní veličiny. Tlak a tři složky rychlosti, které jsou funkcí prostoru a času.

$$p = p(x_i, t) \quad (1.1)$$

$$u_j = u_j(x_i, t) \quad (1.2)$$

Vztahy mezi veličinami a souřadnicemi prostoru a časem určují základní bilanční rovnice hmotnosti, tzv. rovnice kontinuity, a hybnosti, tzv. Navier-Stokesova rovnice (NSR).

Rovnice kontinuity pro nestlačitelnou tekutinu (RK):

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.3)$$

NSR pro nestlačitelnou tekutinu bez vlivu vnějších sil na proudění:

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}^L}{\partial x_j} \quad (1.4)$$

Pro nestlačitelnou Newtonovskou tekutinu lze psát napětí τ_{ij} :

$$\tau_{ij}^L = \rho \cdot \nu_m \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.5)$$

Po dosazení (1.5) do (1.4) lze psát také NSR ve tvaru pro nestlačitelnou Newtonovskou tekutinu:

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho \nu_m \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.6)$$

Kromě bilančních rovnic je fyzikální model určen okrajovými a počátečními podmínkami.

1.2 Turbulentní proudění

Základním jevem turbulentního proudění je turbulence. Turbulence není dnes zcela jasně definovaný pojem, ale zkráceně lze říci, že je to vlastnost proudění tekutiny,

kteřou charakterizuje nestálost v prostoru a čase při níž dochází k přenosu hybnosti a disipaci kinetické energie. V proudovém poli takového proudění lze tedy objevit turbulentní struktury charakteristické vířivým pohybem. Tyto víry mají různou dobu trvání a velikost od rozměrů srovnatelných s geometrií proudění, až po nejmenší víry které svoji kinetickou energii disipují přímo na teplo.

K turbulenci dochází, když setrvačné síly působící na tekutinu jsou dostatečně velké na to, že vazké síly nestačí tlumit nestability proudu. Poměr mezi setrvačnými a vazkými silami převládajícími v proudu tekutiny určuje Reynoldsovo číslo.

$$\text{Re} = \frac{U \cdot D}{\nu_m} \quad (1.7)$$

kde U je charakteristická rychlost,

D je charakteristický rozměr

ν_m je molekulární kinematická viskozita tekutiny

Toto číslo je tedy kvantifikátorem turbulence proudění. Pro různé okrajové podmínky, určuje hodnota tohoto čísla, zda-li je proudění laminární, nebo turbulentní. Je-li proudění laminární, pak Reynoldsovo číslo určuje hodnoty pole ustáleného proudění závislé na daných okrajových podmínkách. Ustálené laminární proudění je tedy stacionární. Naproti tomu u turbulentního proudění lze k Reynoldsovu číslu přiřadit míru nestacionarity proudu vyjádřené Strouhalovým číslem (viz kapitola 1.4).

1.3 Statistické vyhodnocování turbulentního proudění

Při turbulentním proudění se v proudovém poli objevují vířivé struktury, které mají různou velikost a délku trvání. Turbulence je ovlivněna náhodnými vzruchy, proto se hodnoty proudového pole chovají nedeterministicky. Takové proudění je tedy nutné vyhodnocovat statisticky.

U turbulentního proudění se vyhodnocují časově středované veličiny, obvykle to jsou složky rychlosti a tlak, které určují časově průměrné rychlostní a tlakové pole. Míru turbulentnosti, tedy míru nestability proudu lze určit pomocí Reynoldsových napětí.

1.3.1 Časové středování

Ačkoliv jsou aktuální hodnoty charakterizující proudové pole různé případ od případu i při maximálně dosažitelně stejných experimentálních podmínkách, tak časově středované hodnoty v reálných případech konvergují ke stejné hodnotě.

Libovolnou časově středovanou veličinu g určíme ze vztahu:

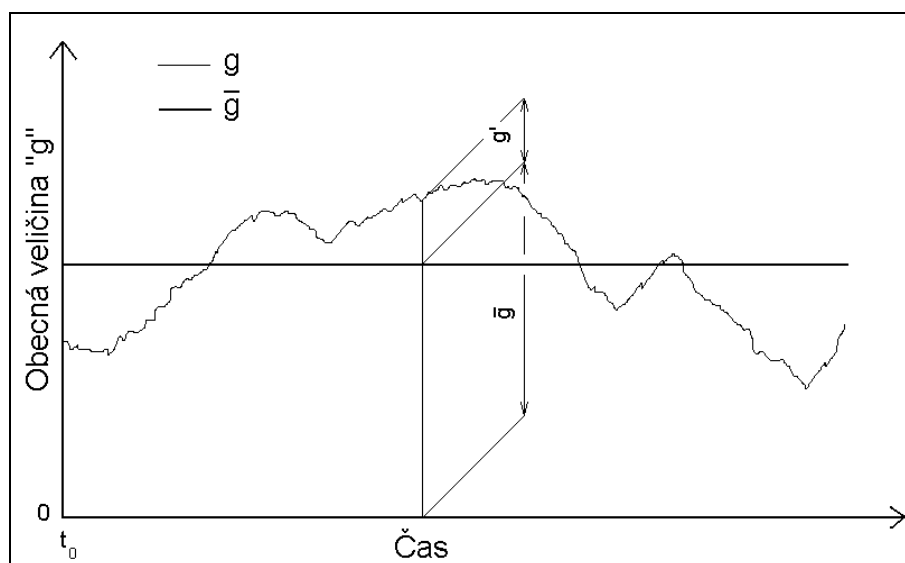
$$\bar{g}(x_i) = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} g(x_i, t) dt \quad (1.8)$$

Aktuální složky veličin charakterizující proudění lze psát ve tvaru:

$$g = \bar{g} + g' \quad (1.9)$$

kde g' je flukтуаční hodnota dané veličiny pro níž platí:

$$\overline{g'}(x_i, t) = 0 \quad (1.10)$$



Obr. 1.1 Časové průměrování obecné veličiny g

Obrázek 1.1 zobrazuje časovou závislost libovolné veličiny g charakterizující proudění a její časově středovanou hodnotu \bar{g} . Na rozdíl od časově středované hodnoty \bar{g} je flukтуаční hodnota g' závislá na čase.

1.3.2 Reynoldsovo napětí

Dosadíme-li do NSR složky rychlosti a tlak ve tvaru:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (1.11)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (1.12)$$

Získáme tvar NSR:

$$\rho \left(\frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \rho \nu_m \frac{\partial^2(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.13)$$

Rovnici (1.13) lze časově středovat:

$$\rho \left(\frac{\partial \overline{(\bar{u}_i + u'_i)}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)}}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \overline{(\bar{p} + p')}}{\partial x_i} + \rho \nu_m \frac{\partial^2 \overline{(\bar{u}_i + u'_i)}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.14)$$

Po roznásobení a užití vztahu (1.10) získáme časově středovanou NSR:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \rho \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \rho \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (1.15)$$

Užijeme-li výraz (1.5) a zavedeme tenzor:

$$\bar{\tau}_{ij}^T = -\rho \cdot \overline{u'_i u'_j} \quad (1.16)$$

Lze psát středovanou NSR také ve tvaru:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}^L}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}^T}{\partial x_j} \quad (1.17)$$

Výrazu $-\rho \cdot \overline{u'_i u'_j}$ se obvykle říká Reynoldsovo napětí. Tenzor ze vztahu (1.16) vyjadřuje vliv fluktuací rychlosti na přenos hybnosti v tekutině. Při turbulentním proudění nedochází k deformaci elementů tekutiny jen působením vazkosti vyjádřené

členem $\bar{\tau}_{ij}^L$, ale také turbulentním přenosem hybnosti, který právě Reynoldsův tenzor napětí zastupuje.

$$\bar{\tau}_{ij}^T = -\rho \cdot \begin{bmatrix} \overline{u'_1 u'_1} & \overline{u'_1 u'_2} & \overline{u'_1 u'_3} \\ \overline{u'_2 u'_1} & \overline{u'_2 u'_2} & \overline{u'_2 u'_3} \\ \overline{u'_3 u'_1} & \overline{u'_3 u'_2} & \overline{u'_3 u'_3} \end{bmatrix} \quad (1.18)$$

Členy tenzoru $\bar{\tau}_{ij}^T$ ze vztahu (1.18) ležící na diagonále jsou analogické k normálovým napětím, zatímco členy mimo diagonálu jsou analogické k napětím smykovým.

1.3.3 Turbulentní kinetická energie

Turbulentní kinetická energie k_t je definována vztahem (1.19)

$$k_t = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (1.19)$$

Jak je ze vztahu (1.19) zřejmé, je turbulentní kinetická energie až na znaménko a hustotu tekutiny součtem diagonálních členů Reynoldsova tenzoru napětí.

1.4 Bezrozměrné veličiny

Pro porovnání výsledků simulací, ať již numerických nebo experimentálních, se běžně užívají bezrozměrné veličiny, které by měly pro stejné nastavení podmínek vycházet podle rozměrové analýzy shodně. V našem případě turbulentního proudění nestlačitelné tekutiny jsou těmito podmínkami míra turbulentnosti, representovaná Reynoldsovým číslem, a samozřejmě také druh a tvar okrajových podmínek.

Výsledky lze dobře porovnávat např. prostřednictvím veličin:

1) Bezrozměrná rychlost:

$$u_i^* = \frac{u_i}{U} \quad (1.20)$$

2) Bezrozměrný čas:

$$t^* = \frac{t \cdot U}{D} \quad (1.21)$$

3) Bezrozměrná frekvence:

$$f^* = \frac{f \cdot D}{U} \quad (1.22)$$

Dominantní bezrozměrná frekvence jevu je označována jako Strouhalovo číslo Sh.

4) Bezrozměrný tenzor Reynoldsova napětí :

$$\bar{\tau}_{ij}^T * = \frac{\bar{\tau}_{ij}^T}{\rho \cdot U^2} \quad (1.23)$$

4.a) V úloze níže jsou vyhodnocovány časově průměrované součiny fluktuací, které reprezentují diagonální složky Reynoldsova tenzoru napětí.

Bezrozměrné průměrované součiny fluktuací:

$$\overline{u'_i u'_i} * = - \frac{\bar{\tau}_{ii}^T}{\rho \cdot U^2} \quad (1.24)$$

5) Bezrozměrná turbulentní kinematická viskozita

$$\nu_t^* = \frac{\nu_t}{\nu_m} \quad (1.25)$$

6) Bezrozměrná turbulentní kinetická energie

$$k_t^* = \frac{k_t}{U^2} \quad (1.26)$$

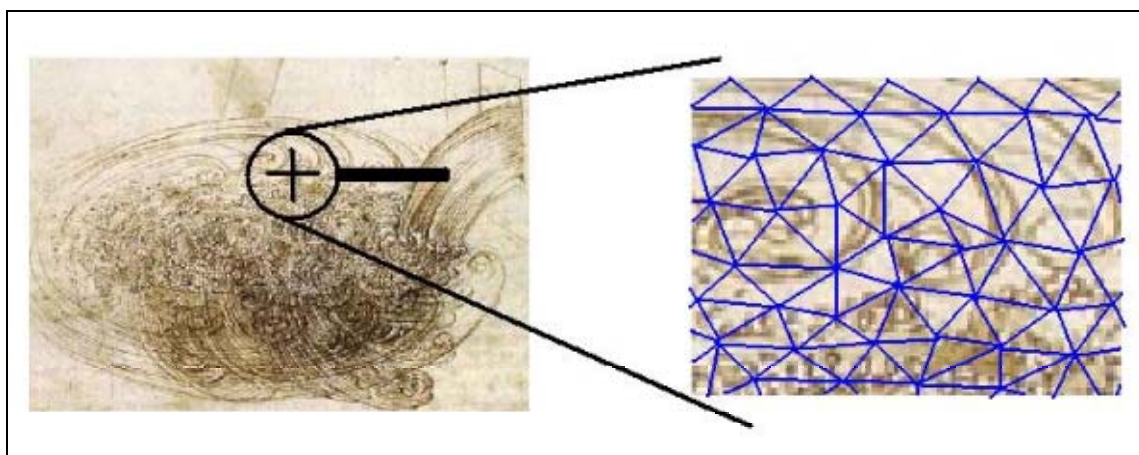
1.5 Matematický model turbulentního proudění nestlačitelné tekutiny

Klasickou NSR která je definována ve vztazích (1.4) a (1.6) lze v numerickém modelování užít většinou jen pokud se jedná o laminární proudění.

Oblast popsaná transportními rovnicemi popisující proudění je diskretizována a vztahy vyplývající z transportních rovnic jsou převedeny pomocí diskretizačních schémat na soustavu algebraických rovnic. Diskretizační schéma většinou nemůže

vlivem přílišné velikosti elementů propojujících body diskretizační sítě zachytit vlivy turbulentního přenosu hmoty malých turbulentních struktur na proudění.

Na obrázku 1.2 je zachyceno srovnání různých velikostí vírových struktur z da Vinciho perokresby s možnou velikostí elementů diskretizační sítě.



Obr. 1.2 Velikost turbulentních struktur v porovnání s možnou velikostí elementů

Numerické simulace turbulentního proudění přímo podle vztahů (1.4) a (1.6) jsou velice náročné na výpočet. Tento způsob se označuje jako DNS (Direct Numerical Simulation). Podle Kolmogorovy teorie je velikost nejmenších měřítek turbulentních struktur přímo úměrná $Re^{-3/4}$. Z toho plyne, že počet bodů sítě pro DNS simulaci u 3D proudění je přímo úměrný výrazu $Re^{9/4}$.

Jelikož v technické praxi není třeba sledovat nejmenší měřítko, ale důležité jsou měřítko největší, tedy ty které ovlivňují proudění nejvíce, byly vyvinuty metody, jak zohlednit vliv malých měřítek na celkové vlastnosti proudu. Vliv turbulentního přenosu, jak bylo odvozeno v kapitole 1.3.2, je podobný jako vliv vazkých sil. Matematické modely turbulentního proudění tedy kromě upravených RK a NSR obsahují i model takzvané turbulentní viskozity.

Modelů turbulentní viskozity je poměrně mnoho, jsou odvozeny na základě dimenzionální analýzy a doplněné o experimentálně zjištěné koeficienty. Některé modely budou uvedeny v kapitole 1.6. Předem je vhodné říci, že mohou být užívány ve dvou základních metodách RANS a URANS.

1.5.1 URANS metoda

Při metodě URANS je matematický model turbulentního proudění popsán RK, určenou vztahem (1.3), upravenou NSR zohledňující turbulentní přenos hmoty a modelem turbulentní viskozity, který nejčastěji obsahuje jednu nebo více transportních rovnic, a konstitutivní vztahy. Tato metoda užívá transportní rovnice, kde rychlost a tlak vstupují do vztahů jako aktuální hodnoty. Do NSR navíc vstupuje člen turbulentního modelu, buď přímo jako turbulentní viskozita, nebo jako člen turbulentního napětí.

Upravená NSR:

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho (\nu_m + \nu_t) \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.27)$$

nebo NSR ve tvaru

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}^L}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^T}{\partial x_j} \quad (1.28)$$

Dále je nutné přiřadit vztahy obsažené v modelu turbulentní viskozity.

1.5.2 RANS metoda

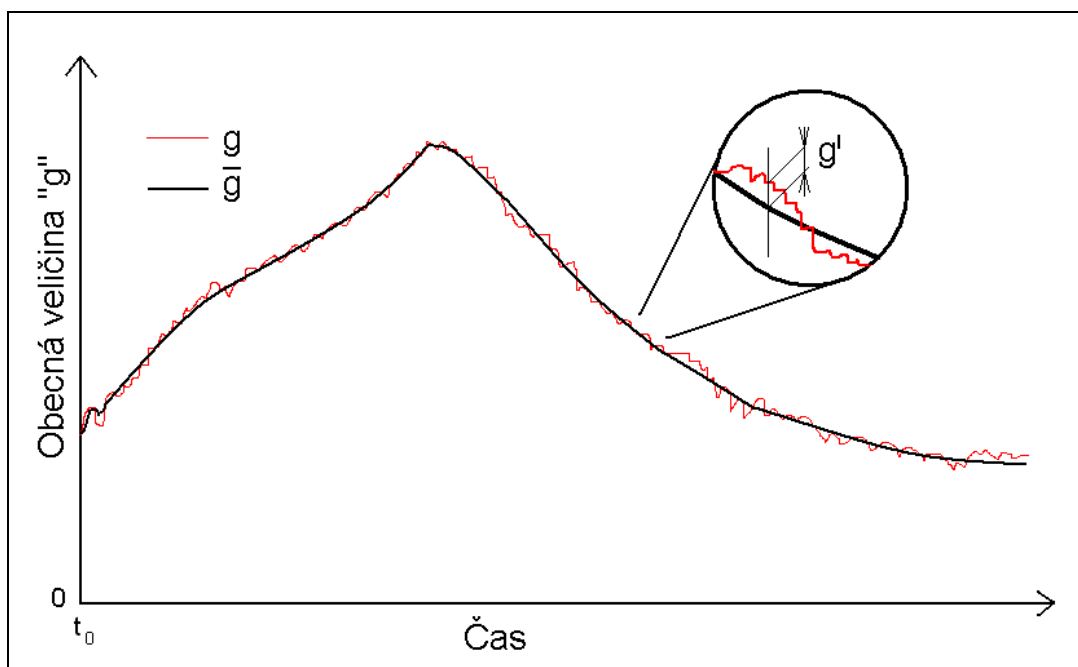
RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) metody jsou v technické praxi hojně využívané. Především proto, že výsledky z těchto simulací méně často divergují. Není však neobvyklé, že výsledky konvergují k ustálené hodnotě i v případech zjevné nestability skutečného proudění.

Základní vztahy definující RANS metodu jsou stejné jako u metody URANS, jen s tím rozdílem, že do vztahů vstupují místo aktuálních hodnot rychlosti a tlaku časově středované hodnoty \bar{u}_i a \bar{p} . Časové středování v tomto případě se neřídí vztahem (1.8) ze statistického vyhodnocování, ale vztahem (1.29).

$$\bar{g}(x_i, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\Delta t}^t g(x_i, t) dt \quad \text{pro } t \geq \Delta t \quad \text{a}$$

$$\bar{g}(x_i, t) = \frac{1}{t-t_0} \int_{t_0}^t g(x_i, t) dt \quad \text{pro } (t-t_0) < \Delta t \quad (1.29)$$

Tomuto způsobu průměrování (viz obr. 1.3) se také někdy říká pásové průměrování. Podle nastavení parametru Δt , má pásové průměrování za následek různé vyhlazení funkce. Čím menší Δt je, tím více funkce \bar{g} kopíruje periodicitu nižší frekvence funkce g . Při RANS numerických simulací proudění je parametr Δt většinou nastaven jako násobek časového kroku.



Obr. 1.3 Výsledky pásového průměrování

1.6 Modely turbulentní viskozity

Jak již vyplývá z předchozího textu, turbulentní viskozita je matematický nástroj, který by měl v numerických simulacích zohledňovat takové malé turbulentní struktury, které nejsou simulovatelné danou diskretizací. Turbulentní viskozita ν_t není materiálová vlastnost, ale veličina charakterizující proudové pole.

$$\nu_t = \nu_t(x_i, t) \quad (1.30)$$

Dnes existuje velké množství modelů turbulentní viskozity, jejich užívání v technické praxi je různé. Skoro každý model má více variant. Varianty se většinou liší ve způsobu užití stabilizačních schémat. Dále budou uvedeny jen modely Spalart-Allmaras, $K-\omega$ a DES a to jen ve variantách, v jakých byly užity v úloze popsané v kapitole 2.

1.6.1 Model turbulentní viskozity Spalart-Allmaras (SA)

Model SA má velmi široké uplatnění. Využívá se v mnoha typech simulovaného proudění. Svoji oblibu si v inženýrské praxi získal především díky jednoduché volbě okrajových podmínek pro turbulentní viskozitu. Hodnota modifikované turbulentní viskozity v okrajových podmínkách na vstupu takřka neovlivňuje hodnoty ve sledovaných oblastech.

Model má velké množství variant, které jsou vhodné používat podle druhu simulovaných oblastí proudění, jedná-li se o proudění při stěnách nebo volné proudové oblasti. V této kapitole je uvedena jedna z variant modelu pro universální použití.

Model SA obsahuje jednu transportní rovnici a konstituční vztahy, které určují turbulentní vazkost. Model SA Byl vyvinut P. R. Spalartem a S. R. Allmarasem, prvně publikovaný r. 1994. Tento model vychází z původního modelu Baldvina a Bartha. Roku 1995 Dacles a Mariani formulovaly druhou variantu SA modelu tzv. modifikovaný SA model. V této kapitole je však uvedeno schéma originálního SA modelu.

Model SA se obvykle zařazuje mezi RANS modely, v úloze popsané v kapitole 2 však byl užíván také v rámci URANS metody, a to jak samotný, tak i jako součást DES modelu.

Transportní rovnice SA modelu:

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = c_{b1}(1 - f_{t2})\tilde{S}\tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \right] + \frac{c_{b2}}{\sigma} \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \right)^2 - \left(c_{w1} f_w - \frac{c_{b2}}{\kappa^2} f_{t2} \right) \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad (1.31)$$

Konstitutivní vztahy:

$$\begin{aligned}
\tilde{S} &= \sqrt{2W_{ij}W_{ij}} + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} & W_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) & g &= r + c_{\omega 2} (r^6 - r) \\
f_{v2} &= 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} & f_{t2} &= c_{t3} \cdot \exp(-c_{t4} \cdot \chi^2) & r &= \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \\
f_{\omega} &= g \left[\frac{1 + c_{\omega 3}^6}{g^6 + c_{\omega 3}^6} \right]^{1/6} & c_{\omega 1} &= \frac{c_{b1}}{\kappa^2} \frac{(1 + c_{b2})}{\sigma} & f_{v1} &= \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \\
\chi &= \frac{\tilde{\nu}}{\nu_m} & \nu_t &= \tilde{\nu} \cdot f_{v1}
\end{aligned} \tag{1.32}$$

Kde $\tilde{\nu}$ je modifikovaná turbulentní viskozita

d je minimální vzdálenost od stěny

Konstanty:

$$\begin{aligned}
c_{\omega 2} &= 0.3 & c_{b2} &= 0.622 & c_{t3} &= 1.2 \\
c_{\omega 2} &= 2 & \sigma &= 2/3 & c_{t4} &= 0.5 \\
c_{b1} &= 0.1355 & \kappa &= 0.41 & c_{v1} &= 7.1
\end{aligned} \tag{1.33}$$

1.6.2 Model turbulentní viskozity $k - \omega$

Tak jako SA je i tento model velice široce používán. Model $k - \omega$ je dvourovnicovým modelem. To znamená, že obsahuje dvě transportní rovnice. Jedna transportní rovnice popisuje transport turbulentní energie " k ", zatímco druhá popisuje transport specifické rychlosti disipace " ω ". Model byl odvozen, z původního modelu $k - \varepsilon$, D.C. Wilcoxem, poprvé publikovaný v roce 1988.

Výsledky simulací ukazují dobrou shodu s experimenty především v oblastech blízko stěny. Model má však jednu nevýhodu a tou je citlivost na okrajové podmínky pro k a ω na vstupech. Při zadávání okrajových podmínek je dobré se držet vztahu určující turbulentní viskozitu (1.34).

Kromě standardní varianty zde uvedené je ještě často používána varianta SST (Shear- Stress Transport). I model $k - \omega$ se převážně využívá v RANS modelování.

Vztah určující turbulentní viskozitu:

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (1.34)$$

Transportní rovnice turbulentní energie:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij}^L \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu_m + \sigma^* \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.35)$$

Transportní rovnice specifické rychlosti disipace:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij}^L \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu_m + \sigma \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (1.36)$$

Konstitutivní vztahy:

$$\begin{aligned} \beta &= \beta_0 f_\beta & \beta^* &= \beta_0^* f_{\beta^*} & f_\beta &= \frac{1+70\chi_\omega}{1+80\chi_\omega} \\ \chi_k \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} & & \chi_\omega &= \left| \frac{W_{ij} W_{jk} S_{ki}}{(\beta_0^* \omega)^3} \right| & W_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ S_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ f_{\beta^*} &= 1, \quad \text{pro } \chi_k \leq 0 \\ f_{\beta^*} &= \frac{1+680\chi_k^2}{1+400\chi_k^2}, \quad \text{pro } \chi_k > 0 \end{aligned} \quad (1.37)$$

Konstanty:

$$\alpha = \frac{13}{15} \quad \beta_0 = \frac{9}{125} \quad \beta_0^* = \frac{9}{100} \quad \sigma = \frac{1}{2} \quad \sigma^* = \frac{1}{2} \quad (1.38)$$

1.6.3 Model turbulentní viskozity Detached Eddy Simulation (DES)

Protože simulace za použití SA modelu neměly dobrou shodu s experimenty ve volných oblastech proudění, navrhl Spalart a kolektiv roku 1997 schéma modelu, který pro oblasti blízko stěn využívá právě původní model SA, ale ve volných oblastech využil model jiný, který je pro simulace těchto proudění vhodnější. Tímto vhodnějším

modelem turbulentní viskozity pro oblasti volného proudění se jevil model Smagorinského, který je užíván v LES metodách jako SGS (sub-grid scale) model.

DES je model mnoha variant, kromě nejčastěji užívaného modelu SA, popisující turbulenci v oblastech při stěnách, jsou také výjimečně užívány varianty modelů $k - \varepsilon$ a $k - \omega$.

Kromě variant způsobených rozdílností výpočtu turbulence u stěny, jsou modifikace DES rozdílné také v předpisech určujících oblasti blízko stěny a oblasti volného proudění. Kromě zde uvedeného klasického DES modelu jsou také užívány varianty DDES a DES-LR lišící se právě tímto předpisem.

V modelu SA je jedním z parametrů buňky diskretizační sítě vzdálenost od stěny d , tento parametr je u DES modelování nahrazen \tilde{d} který je dán vztahem:

$$\tilde{d} = \min \left[d, C_{DES} \cdot \Delta \right] \quad (1.39)$$

kde

$$\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (1.40)$$

kde $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ jsou velikosti buňky ve směru os x, y, z .

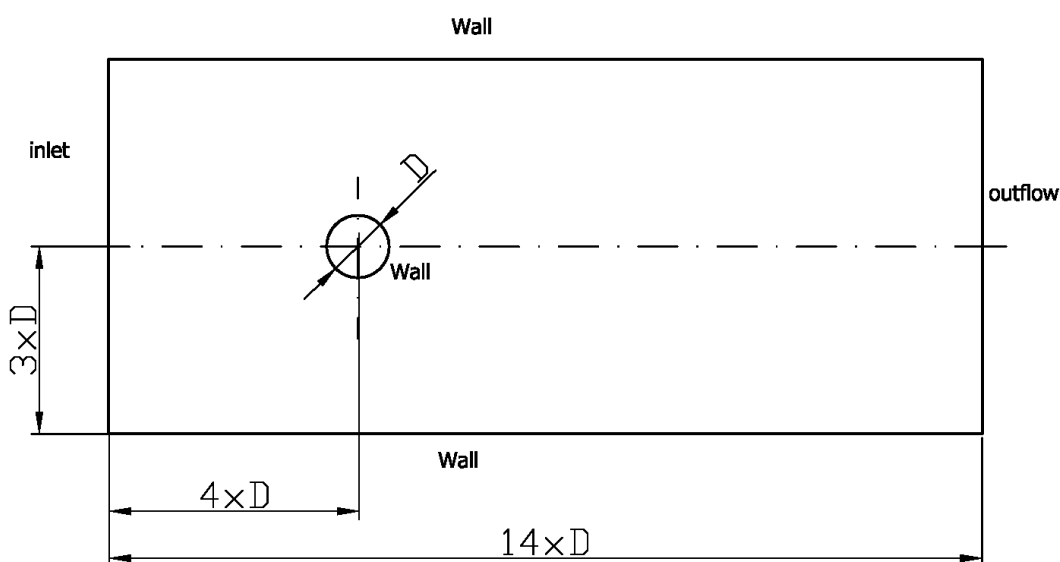
Konstanta $C_{DES} = 0.65$

Tato jednoduchá úprava SA modelu způsobí, že turbulentní viskozita buněk kterým je přidělen parametr d , podle předpisu (1.39), je počítána originálním modelem SA, zatímco turbulentní viskozita buněk, kterým byl přidělen parametr $C_{DES} \cdot \Delta$, je počítána právě Smagorinského modelem.

2 Numerická simulace úplavu za kruhovým válcem

V numerických simulacích turbulentního proudění při obtékání válce byl zvolen režim turbulence $Re = 3900$. Simulování nestacionarit úplavu za válcem, pojatým jako 3D problém, je poměrně náročné z hlediska výpočetního času. Proto bylo nutné volit geometrii úlohy tak, aby simulovaná oblast nebyla příliš velká, čímž lze omezit počet buněk diskretizační sítě a tím snížit potřebný výpočetní čas. Velikost oblasti ale musí být tak velká, aby dokázala děj zachytit.

Návrh základní geometrie je zobrazen na obr. 2.1.



Obr. 2.1 Základní geometrie

2.1 Návrh sítě a volba okrajových podmínek

Aby se snížil počet buněk sítě, bylo rozhodnuto, že bude co nejvíce omezen třetí rozměr. Z pozdějších simulací a z dostupné literatury je však zřejmé, že vliv třetího rozměru z hlediska výsledků není možné úplně zanedbat, neboť výsledky z 2D a 3D simulací potvrzují vliv dimenzionality.

2.1.1 Základní geometrie

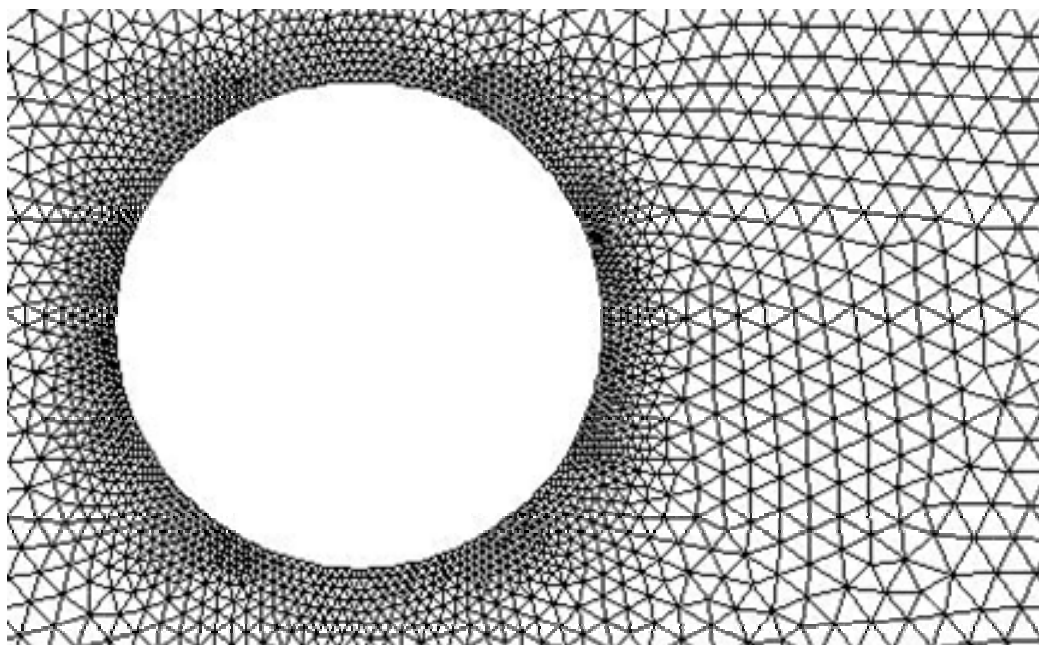
Geometrie a diskretizační síť byla navržena v programu Gambit 3.1.6 s výstupy ve formátu pro programy Fluent a Necton (pro program NS-FEM3D).

Pro simulace byly vybrány dva typy diskretizační sítě, které se liší především ve velikosti třetího směru. Základní parametry sítě ukazuje tabulka tab. 2.1

Sít'	S-2	S-3
Počet buněk sítě	248378	363065
Počet bodů sítě	60904	79945
Počet bodů ve směru osy y na vstupu a výstupu	80	80
Počet bodů ve směru osy x na stěně kanálu	186	185
Počet bodů ve směru osy z na vstupu a výstupu	2	3
Počet bodů ve směru osy z na stěně válce	7	11

Tab. 2.1 základní parametry sítí

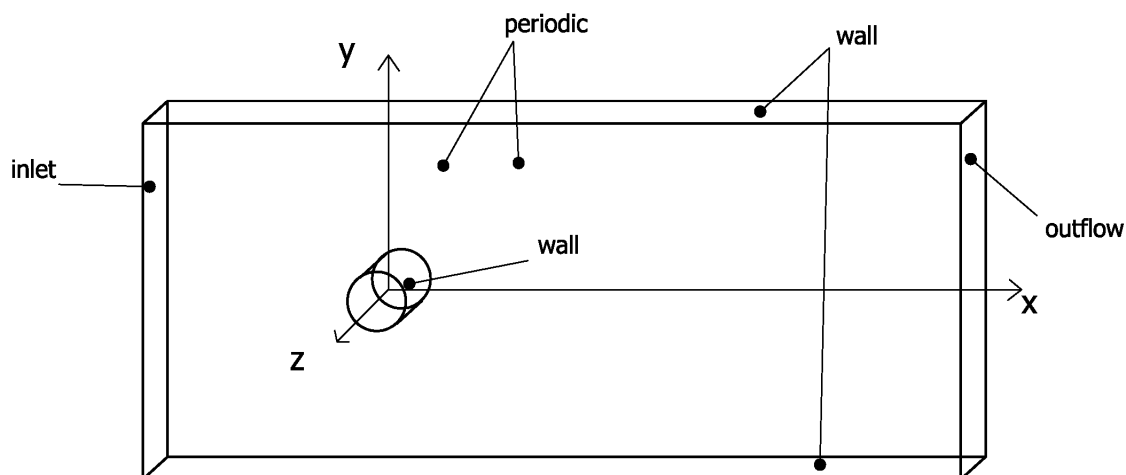
Tvar všech elementů pole byl zvolen jako čtyřstěny, s lokálním zjemněním kolem stěny válce. Detail uspořádání diskretizační sítě v blízkosti válcové stěny je patrný z obr. 2.2.



Obr. 2.2 Detail sítě v blízkosti válcové stěny

2.1.2 Okrajové a počáteční podmínky a materiálové vlastnosti

Základní schéma volby okrajových podmínek je patrný z obrázku 2.3



Obr. 2.3 Okrajové podmínky

Podmínky musí být nastaveny tak, aby splňovaly vztah pro Reynoldsovo číslo (vztah 1.7) $Re = 3900$. Charakteristickou rychlostí je v tomto případě volena rychlost na vstupu U , charakteristickým rozměrem je průměr válce D .

V našem případě byly tyto základní parametry nastaveny:

$$D = 0.05 \text{ m}$$

$$\nu_m = 0.01 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$U = 780 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Pro čelní stěny byla volena podmínka periodic, pro stěnu válce pevná stěna, pro stěny kanálu byla volena pohyblivá stěna s rychlostí U ve směru osy x . Počáteční podmínky nutné pro transportní rovnici turbulentní viskozity byly voleny tak, aby vnesená turbulentní viskozita byla co nejmenší.

Hustota tekutiny byla volena jako konstantní $\rho = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ s molekulární viskozitou $\nu_m = 0.01 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Počáteční podmínky byly pro všechny veličiny, tedy pro složky rychlosti i parametry určující turbulentní viskozitu, voleny nulové.

2.2 Výpočetní postup

Pro procesing simulací pomocí RANS metody byl zvolen program *Fluent 6.3.26*, pro URANS byl zvolen nekomerční program *NS-FEM3D*.

2.2.1 RANS modelování úplavu pomocí programu Fluent

Program *Fluent 6.3.26* pro operační systém Windows, od společnosti *Fluent Inc.*, je komerční program, často používaný v inženýrské praxi, ale i pro vědecké aplikace v termomechanice. Program umožňuje procesing a postprocesing širokého spektra typů simulací proudění. Jeho výstupy jsou však v kódovaném formátu, což znamená, že je nutné se spoléhat na přednastavené funkce programu.

Pomocí tohoto programu byly řešeny RANS metodou simulace s turbulentní viskozitou *SA-Vorticity-Based Production (SA-VBP)*, *K – ω - Standard* a *DES-(SA-VBP)*. Všechny simulace byly řešeny pomocí *implicitního* schématu s přesností diskretizace druhého řádu v prostoru a čase.

Pro co nejpřesnější výsledky časově středovaných hodnot bylo třeba statisticky zpracovávat co největší počet datových vzorků již dostatečně rozvinutého proudění. Vzorkování tedy probíhalo po 100 časových krocích od 40100 do 80000 časového kroku. Přičemž časový krok byl nastaven jako konstantní $\Delta t = 1 \cdot 10^{-7} s$.

2.2.2 URANS modelování úplavu pomocí programu NS-FEM3D

Autorem nekomerčního programu *NS-FEM3D* je Doc. Ing. Karel Fraňa, Ph.D. Program je napsán v jazyce Fortran 95. Umožňuje procesing simulací proudění nestlačitelné tekutiny s přesností diskretizace druhého řádu v prostoru a čase pomocí *explicitního* schématu. Umožňuje též výpočet pomocí více procesorů. Kromě matematického modelu Navie-Stokesových rovnic a rovnic kontinuity program obsahuje i základní rovnice magnetohydrodynamiky. Výstupy programu jsou v ASCII formátu.

Schéma uspořádání výstupního souboru je patrné z obrázku 2.4. Tento způsob zápisu výsledků je uspořádán přímo pro vizualizační program *Tecplot* a mimo to umožňuje další zpracování. Horní část zápisu souboru obsahuje základní popis, střední

část spočtené hodnoty veličin pro uzlové body diskretizační sítě a spodní část přiřazuje body k elementům.

```

TITLE="1 level grid, partition 0"
VARIABLES="X" "Y" "Z" "u_x" "u_y" "u_z" "fl_x" "fl_y" "fl_z" "p" "psi" "vis" "vis-SA"
ZONE
T="level1"
N= 60904
E= 248378
F=FEPOINT
ET=TETRAHEDRON
0.000000E+00 -3.3000044E-03 0.2999995 780.0000 0.000000E+00
0.000000E+00 0.000000E+00 0.000000E+00 0.000000E+00 321.4855
64474.44 9.999923E-03 0.000000E+00 0.2999995 780.0000 0.000000E+00
0.000000E+00 3.3000044E-03 0.2999995 780.0000 0.000000E+00
0.000000E+00 0.000000E+00 0.000000E+00 0.000000E+00 321.4855
64474.44 9.999923E-03 0.000000E+00 0.2999995 780.0000 0.000000E+00
0.6999990 -3.3000044E-03 0.2999995 973.6965 1.501761
0.000000E+00 0.000000E+00 0.000000E+00 0.000000E+00 -60493.02
8563.694 9.1937542E-02 9.1925934E-02
.
.
.
486 487 19546 36614
485 486 19545 36613
126 127 19277 36420
128 129 19275 36418
644 645 19242 36666
.
.
.

```

Obr. 2.4 Schéma výstupu programu NS-FEM3D

Základní postprocesing byl zpracováván v operačním systému *Linux* vlastními programy v jazyku *Fortran 95*.

Vzorkování pro jednotlivé simulace je patrné z tabulky 2.2

typ modelu turbulence	označení sítě	časový krok [s]	začátek vzorkování v kroku	vzorkování po kroku	konec vzorkování v kroku
DES	S-2	$4.2 \cdot 10^{-8}$	80250	250	20000
SA	S-2	$4.2 \cdot 10^{-8}$	80250	250	20000

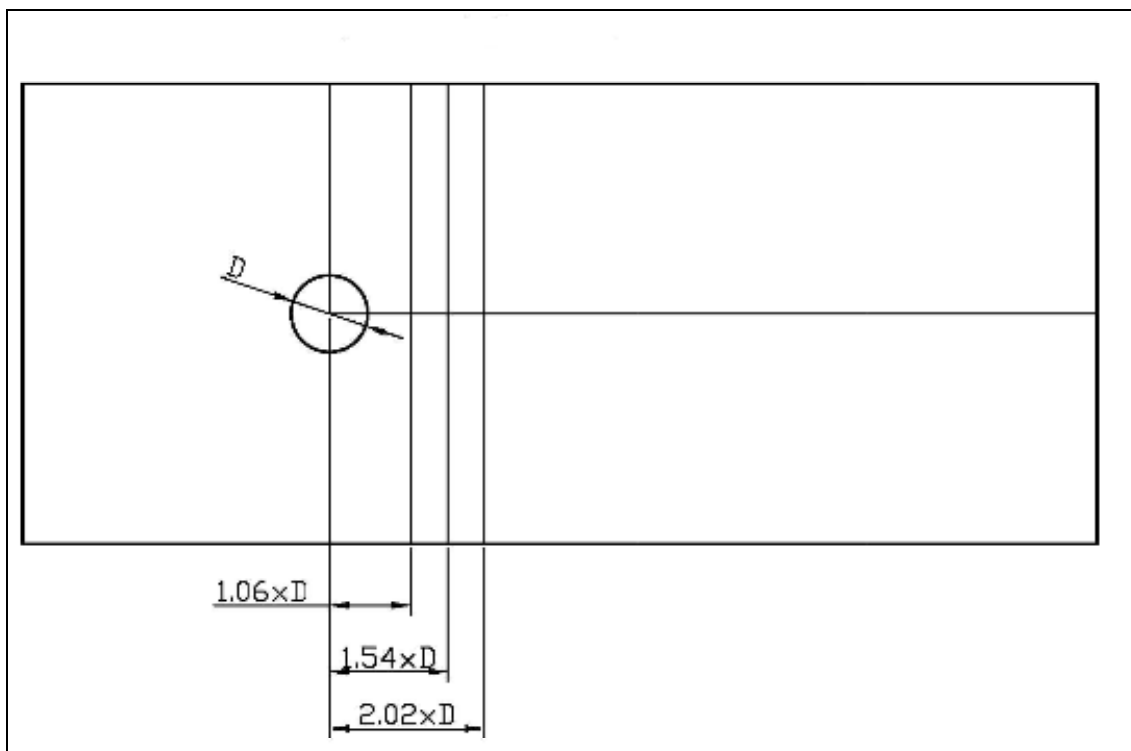
Tab. 2.2 Vzorkování jednotlivých simulací URANS

2.3 Vyhodnocované oblasti a veličiny

2.3.1 Profily za válcem

Hodnoty bezrozměrných průměrovaných rychlostí a součinů fluktuací, které jsou ve výsledcích porovnávány, jsou hodnoty náležející liniím ležících za válcem (Obrázek 2.5). Tyto linie leží v rovině *xy*, která tvoří osu symetrie rychlostního pole.

Hodnoty náležející těmto liniím jsou dále označovány pouze číslicí, která udává vzdálenost této linie od středu válce v jednotkách průměru válce. Pro centrální linii shodnou s osou x , je užíván název *centerline*.



Obr. 2.5 Vyhodnocované linie

Kvůli přehlednosti jsou grafy ve výsledcích, které zobrazují hodnoty veličin na liniích za válcem, sdruženy společně. Linie $x/D = 1.06, 1.54, 2.02$ jsou tedy společně uspořádány do jednoho grafu. Hodnoty v grafu náležející liniím jsou navzájem posuny o z grafů zřejmou hodnotu.

2.3.2 Časová závislost

Časová závislost aktuální rychlosti je vyhodnocována pro bod ležící na centrální linii ve vzdálenostech $9.5 D$ od středu válce.

Pomocí rychlé Fourierovy transformace bylo vyhodnoceno kladné frekvenční spektrum y -ové složky rychlosti v závislosti na čase pro tento bod. Nejvíce zastoupená složka frekvence byla uvažována jako Strouhalova frekvence.

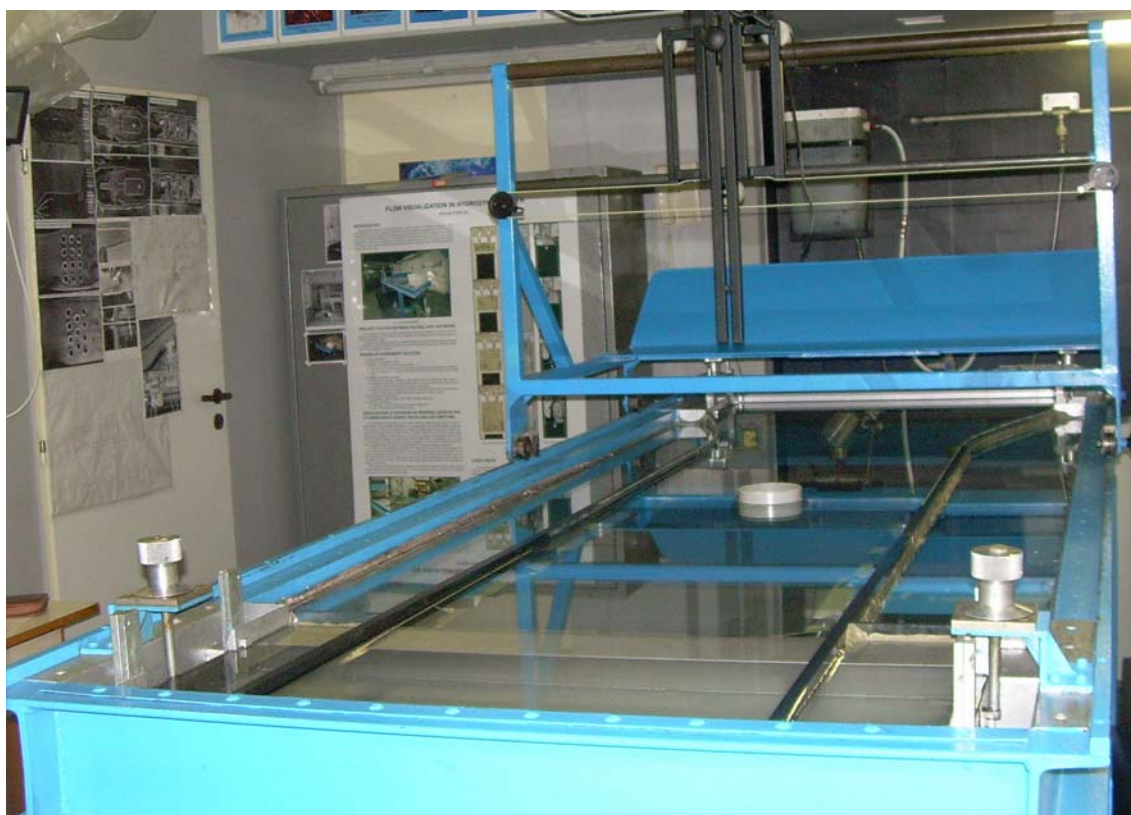
3 Vizualizace proudění na hydrodynamické vaně

V rámci diplomové práce byla provedena experimentální vizualizace proudění úplavu za kruhovým válcem na hydrodynamické vaně.

3.1 Princip vizualizace

Užitý princip vizualizace proudění na hydrodynamické vaně (obr. 3.1) spočívá ve fotografickém zachycení trajektorií částic kovového prášku, plovoucích na hladině černě obarvené proudící vody. Voda proudí po hladké skleněné desce v horizontální poloze. Jedná se tedy o vizualizaci kvazidvoudimenzionálního proudění.

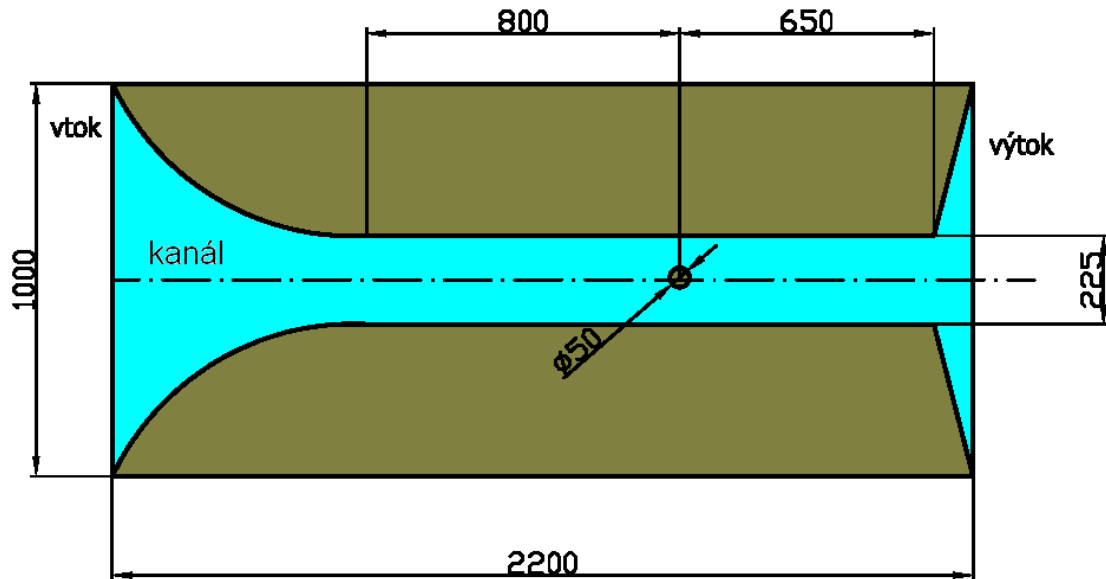
Skleněná deska tvořící pracovní prostor má rozměry 1000x2200mm, maximální průtok vody je 800 l/h. Průtok je měřen rotametrem. Přítok vody je veden přímo z vodovodního řádu přes regulační ventil. Výška hradítek odtoku nad deskou byla přednastavena na 12mm. Výška hladiny v pracovním prostoru je však závislá na daném měření.



Obr. 3.1 Hydrodynamická vana

3.2 Postup vizualizace

Na pracovním prostoru byl pomocí postraních bariér vytvořen kanál, v němž proudila voda. Do prostoru kanálu byl vložen model válce. Schéma kanálu je patrné z obr. 3.2.



Obr.3.2 Schéma kanálu

Průměr válce: $D = 50 \text{ mm}$

Šířka kanálu: $b = 225 \text{ mm}$

Naměřená výška hladiny $h = 10.9 \text{ mm}$

Odchylky $\Delta D = \Delta b = \Delta h = 1 \text{ mm}$

Odchylka měření hladiny $\Delta h = 0.1 \text{ mm}$

Naměřená teplota vody na vstupu: $T = 11^\circ\text{C}$

Naměřená teplota vody na výstupu: $T = 13^\circ\text{C}$

Střední teplota: $T = 12^\circ\text{C}$

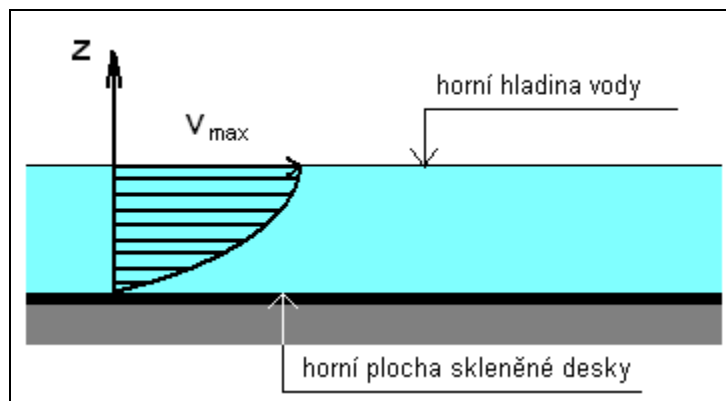
Kinematická viskozita vody pro teplotu $T = 12^\circ\text{C}$ $\nu_m = 1.27 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

Maximální odchylka kin.viskozity způsobená

rozdílem teploty: $\Delta \nu_m = 0.04 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

K výpočtu optimálního průtoku je třeba zohlednit rychlostní profil proudící kapaliny ve vertikálním směru. Předpokládaný profil je profil parabolický (viz obr. 3.3).

Poměr střední rychlosti ku maximální rychlosti vertikálního profilu je tedy 2/3.



Obr. 3.3 Předpokládaný vertikální rychlostní profil

Optimální průtok \dot{V} pro $Re = 3900$

$$\dot{V} = \frac{Re \cdot \nu_m \cdot b \cdot h \cdot 3600 \cdot 2}{3 \cdot D} = 0.583 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1} \quad (3.1)$$

Průtok vody na vstupu byl nastaven na hodnotu $\dot{V} = 0.58 \text{ m}^3 / \text{h}$.

Odchylka průtoku je odhadována na $\Delta \dot{V} = 0.02 \text{ m}^3 / \text{h}$

Střední hodnota Reynoldsova čísla:

$$Re = \frac{\dot{V} \cdot D}{\nu_m \cdot b \cdot h \cdot 3600} \cdot \frac{3}{2} = 3880$$

Odchylka Reynoldsova čísla:

$$\Delta Re = \frac{3}{3600 \cdot 2} \sqrt{\left(\Delta \dot{V} \frac{D}{\nu_m \cdot b \cdot h} \right)^2 + \left(\Delta \nu_m \frac{D \cdot \dot{V}}{\nu_m^2 \cdot b \cdot h} \right)^2 + \left(\Delta b \frac{D \cdot \dot{V}}{\nu_m \cdot b^2 \cdot h} \right)^2 + \left(\Delta h \frac{D \cdot \dot{V}}{\nu_m \cdot b \cdot h^2} \right)^2 + \left(\Delta D \frac{\dot{V}}{\nu_m \cdot b \cdot h^2} \right)^2} \quad (3.2)$$

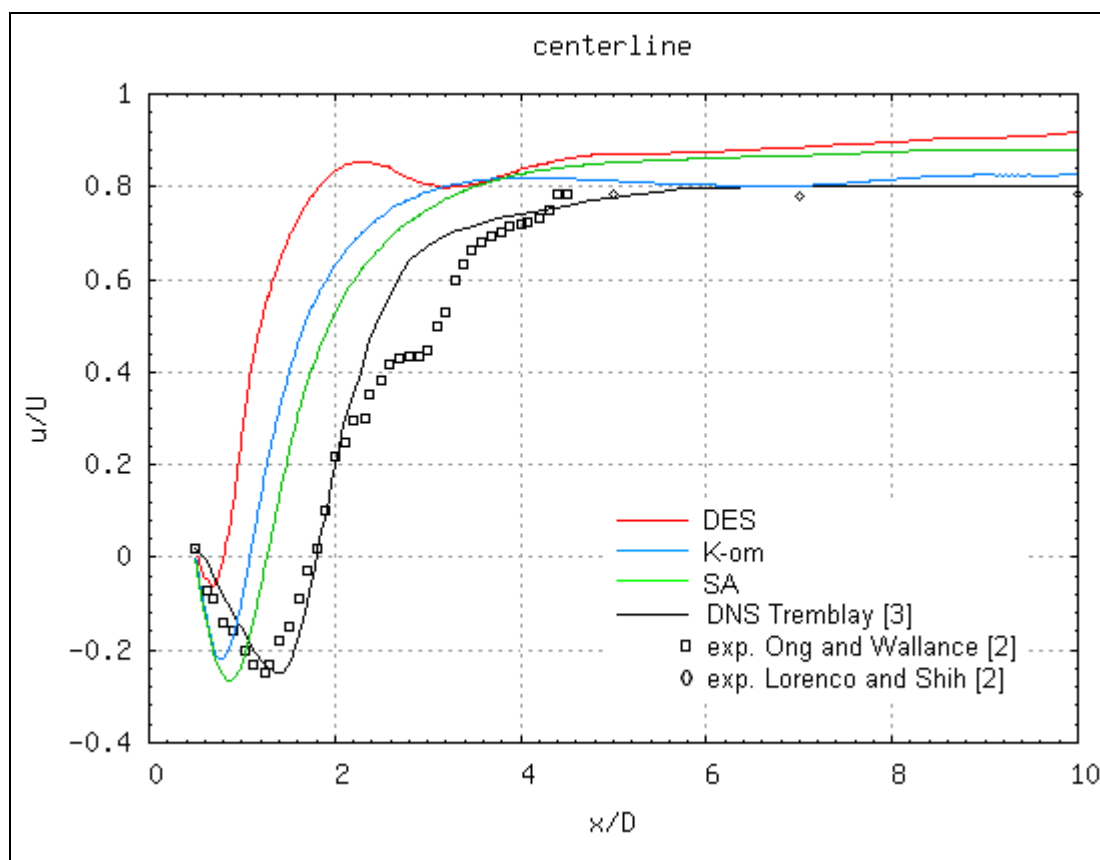
$$\Delta Re = 210 \quad (3.3)$$

Výsledky vizualizace proudění jsou tedy pro proudění při úplavu za válcem v režimu Reynoldsova čísla $Re = 3880 \pm 210$.

Do výpočtu chyby není zahrnut vliv poměru maximální a střední rychlosti ve vertikálním směru, ani ovlivnění viskozity vody přidáním barvivem.

4 Výsledky

4.1 Výsledky RANS simulací získaných pomocí programu Fluent

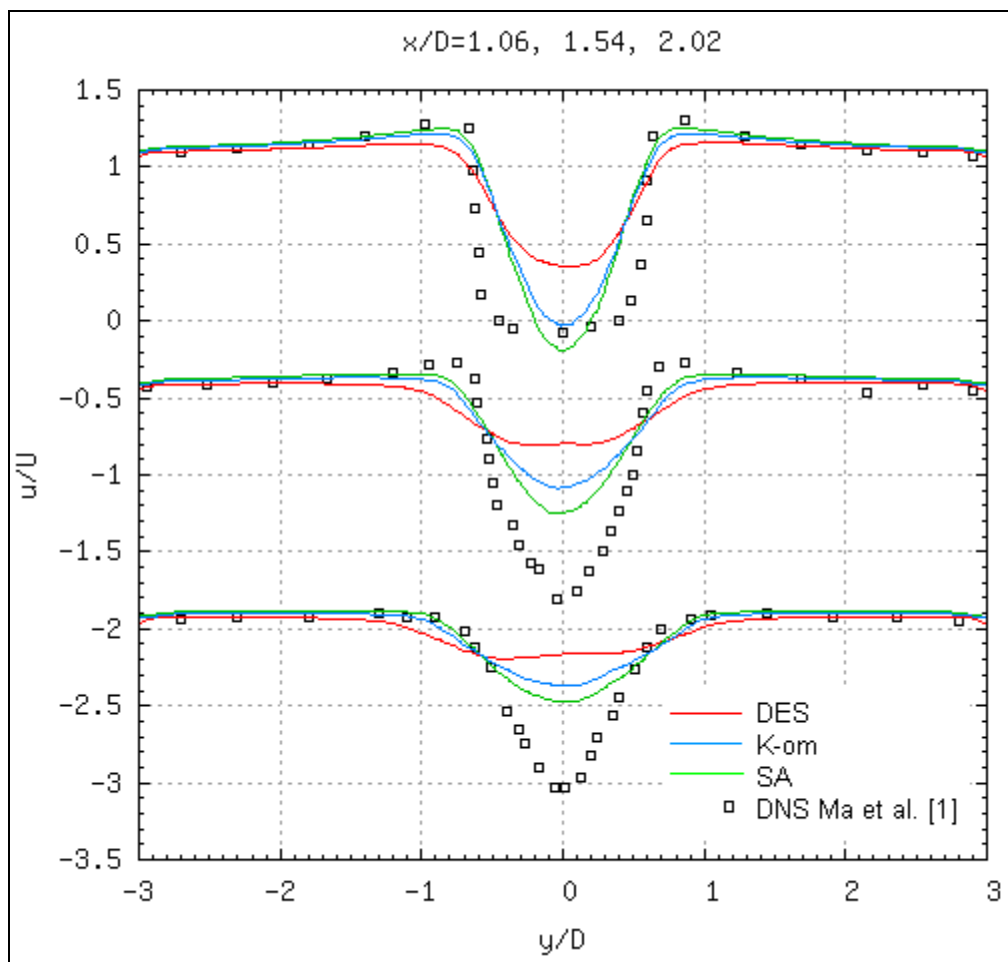


Graf. 4.1 Časově středovaná rychlost u^* – centerline – RANS – S-2

Graf 4.1 zobrazuje závislost bezrozměrné časově středované x-složky rychlosti na vzdálenosti od středu válce pro body ležící na centrální linii (viz obr. 2.5).

Výsledné grafy platí pro simulace pomocí DES, SA a $k-\omega$ modelů turbulentní viskozity, prováděné na síti S-2 (viz tab. 2.1). Výsledky simulací s modely turbulentní viskozity jsou porovnány s převzatými výsledky experimentů [2] a DNS simulace [3].

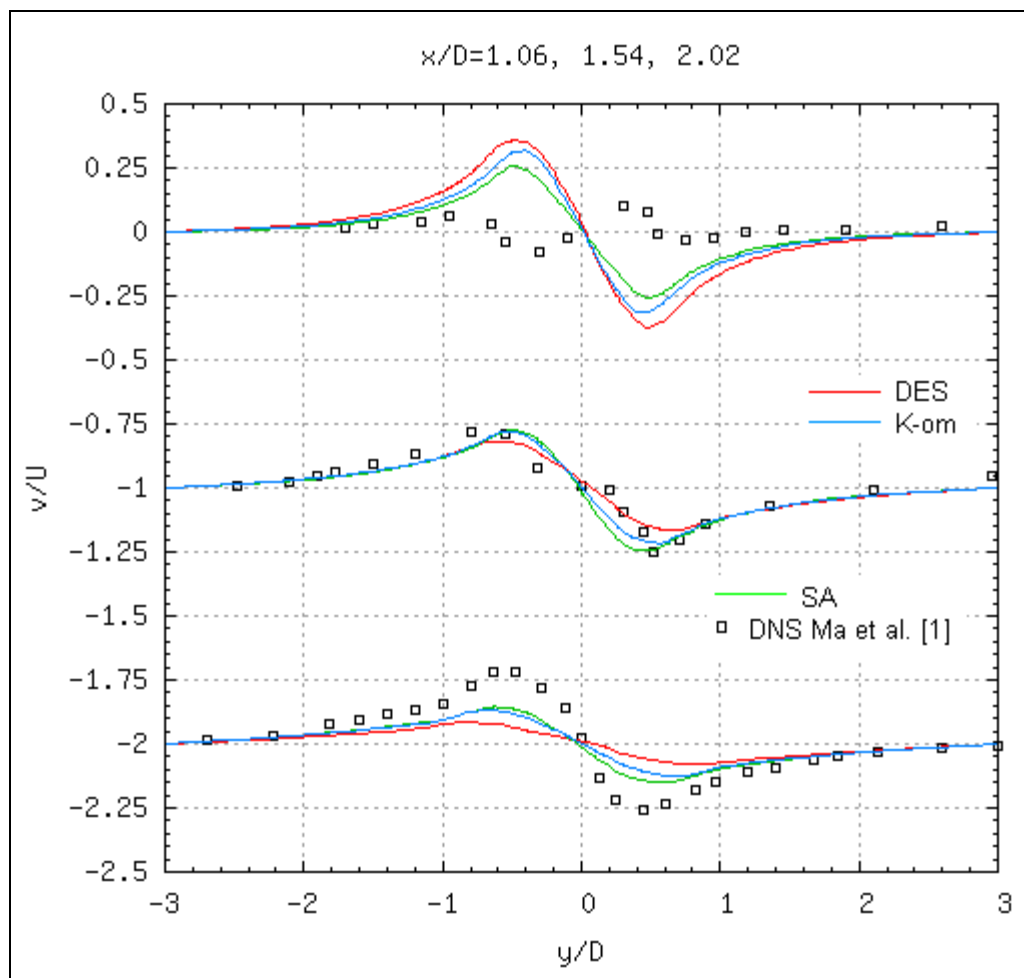
Z grafu vyplývá, že nejméně shodné hodnoty sledované veličiny projevují výsledky DES simulace. Přibližně podobnou shodu s experimenty a DNS projevují SA a $k-\omega$ simulace, zatímco SA model vykazuje větší shodu v oblasti blíže k válci, tak model $k-\omega$ vykazuje velmi dobrou shodu pro oblasti vzdálenější.



Graf. 4.2 Časově středovaná rychlost u^* – $x/d = 1.06, 1.54, 2.02$ – RANS – S-2

Graf 4.2 zobrazuje velikost bezrozměrné x -složky časově středované rychlosti pro body ležící na liniích kolmých k centrální ose a to pro linie ve vzdálenosti $1.06, 1.54$ a $2.02 D$ od středu válce (viz obr. 2.5). Výsledky simulací s modelem turbulentní viskozity jsou porovnány s převzatými DNS výsledky [1]. Výsledky modelů s turbulentní viskozitou náleží simulacím prováděné na síti S-2 (viz tab. 2.1).

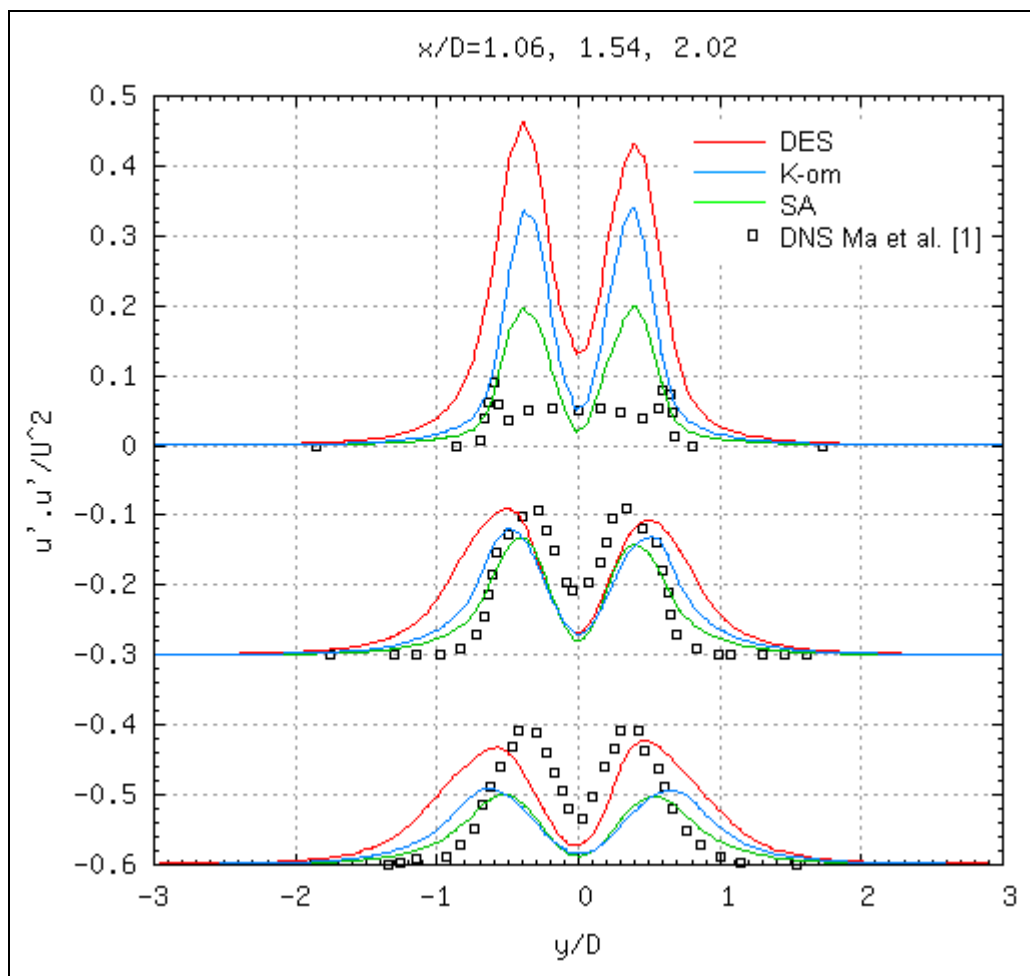
Ze všech hodnot vyplývá, že nejlépe se s výsledky DNS shodují s hodnotami SA simulace, méně potom hodnoty $k-\omega$ a nejméně pak hodnoty DES. Hodnoty všech simulací s turbulentní viskozitou jsou velmi zřetelně odlišné.



Graf. 4.3 Časově středovaná rychlost v^* – $x/d = 1.06, 1.54, 2.02$ – RANS – S-2

Graf 4.3 zobrazuje velikost bezrozměrné y -složky časově středované rychlosti pro body ležící na liniích kolmých k centrální ose a to pro linie ve vzdálenosti $1.06, 1.54$ a $2.02 D$ od středu válce (viz obr. 2.5). Výsledky simulací s modelem turbulentní viskozity jsou porovnány s převzatými DNS výsledky [1]. Výsledky modelů s turbulentní viskozitou náleží simulacím prováděné na síti S-2 (viz tab. 2.1).

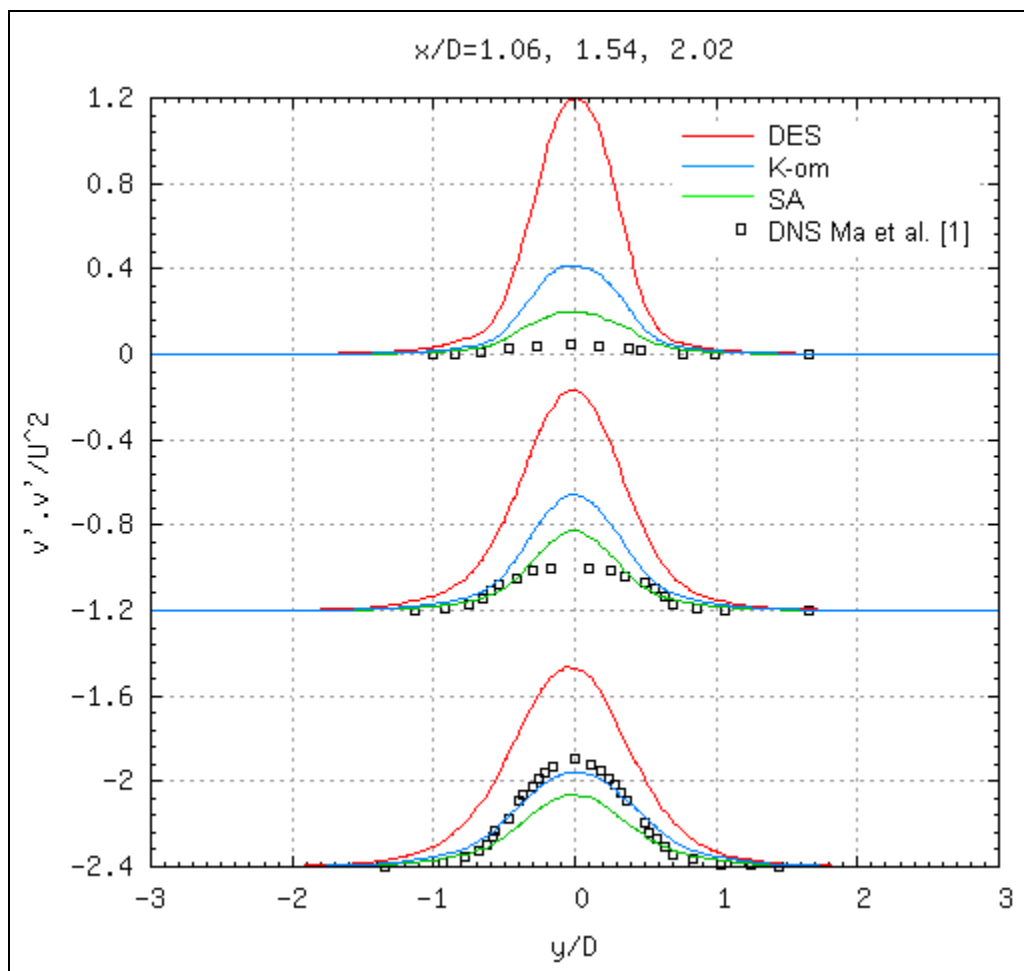
Hodnoty simulací s turbulentní viskozitou na linii $x/D=1.06$ se s hodnotami z DNS simulace příliš neshodují. Pro linii $x/D=1.54$ jsou hodnoty simulací v poměrně dobré shodě. Největší shoda s DNS výsledky pro hodnoty náležející linii $x/D=2.02$ je pro SA hodnoty, následují hodnoty $k-\omega$, výsledky DES simulace vykazují největší neshodu.



Graf. 4.4 Časově středované součiny fluktuací $\overline{u'_1 u'_1}^*$ –
 $x/d = 1.06, 1.54, 2.02$ – RANS – S-2

Graf 4.4 zobrazuje velikost bezrozměrných časově středovaných součinů fluktuací $\overline{u'_1 u'_1}^*$ pro body ležící na liniích kolmých k centrální ose a to pro linie ve vzdálenosti 1.06, 1.54 a 2.02 D od středu válce (viz obr. 2.5). Výsledky simulací s modelem turbulentní viskozity jsou porovnány s převzatými DNS výsledky [1]. Výsledky modelů s turbulentní viskozitou náleží simulacím prováděné na síti S-2 (viz tab. 2.1).

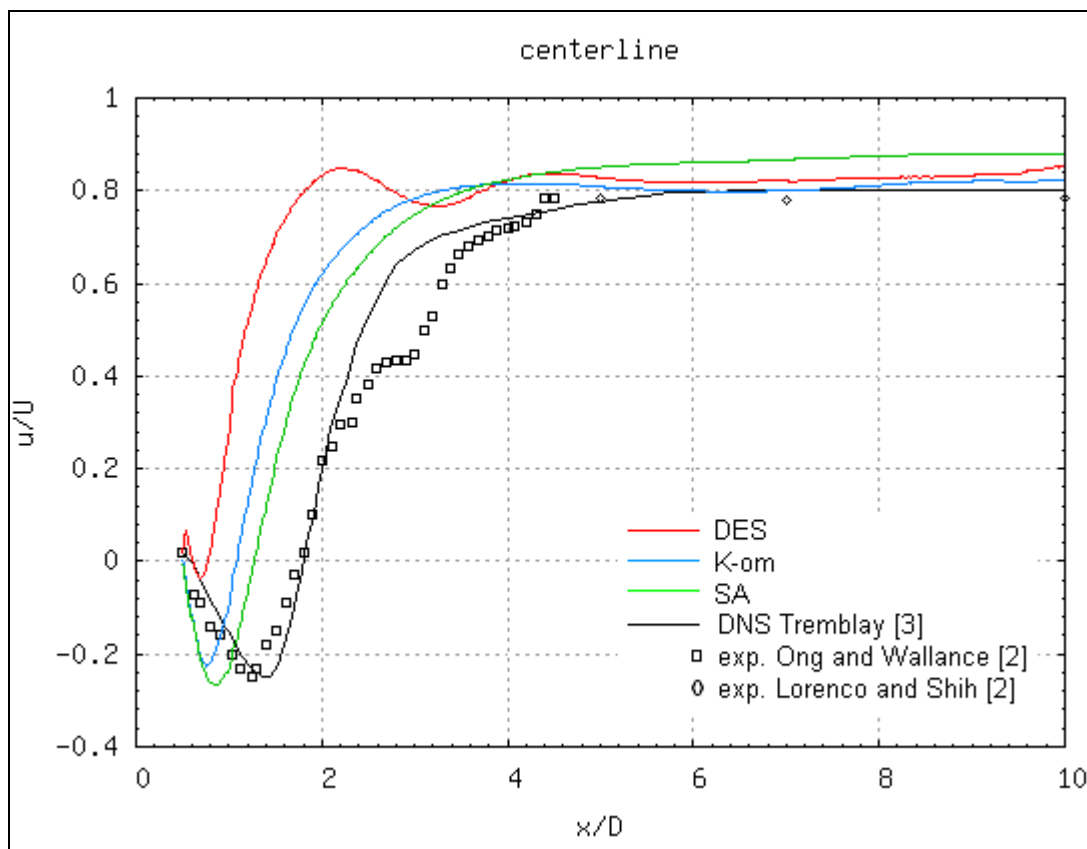
Pro linii $x/d=1.06$ se hodnoty modelů s turbulentní viskozitou příliš s DNS neshodují, ale lze říci, že v této oblasti v blízkosti válce z porovnání vychází nejlépe SA, následován $k-\omega$ a DES v poslední řadě. Naopak pro linii $x/d=1.54$ a $x/d=2.02$ jsou výsledky v dobré shodě v pořadí DES, $k-\omega$ a SA.



Graf. 4.5 Časově středované součiny fluktuací $\overline{u'_2 u'_2}^*$ –
 $x/d = 1.06, 1.54, 2.02$ – RANS – S-2

Graf 4.5 zobrazuje bezrozměrné časově středované součiny fluktuací $\overline{u'_2 u'_2}^*$ pro body ležící na liniích kolmých k centrální ose a to pro linie ve vzdálenosti $1.06, 1.54$ a $2.02 D$ od středu válce (viz obr. 2.5). Výsledky simulací s modelem turbulentní viskozity jsou porovnány s převzatými DNS výsledky [1]. Výsledky modelů s turbulentní viskozitou náleží simulacím prováděné na síti S-2 (viz tab. 2.1).

Hodnoty simulací s turbulentní viskozitou na linii $x/D=1.06$ a $x/D=1.54$ se s hodnotami z DNS simulace příliš neshodují, ale lze říci, že v těchto oblastech v blízkosti válce z porovnání vychází nejlépe SA, následován $k-\omega$ a DES. Pro linii $x/D=1.54$ jsou hodnoty SA simulace v poměrně dobré shodě s DNS. Největší shoda s DNS výsledky pro hodnoty náležející linii $x/D=2.02$ je pro $k-\omega$ hodnoty, následují hodnoty SA, výsledky DES simulace vykazují největší neshodu.



Graf. 4.6 Časově středovaná rychlost u^* – centerline – RANS – S-3

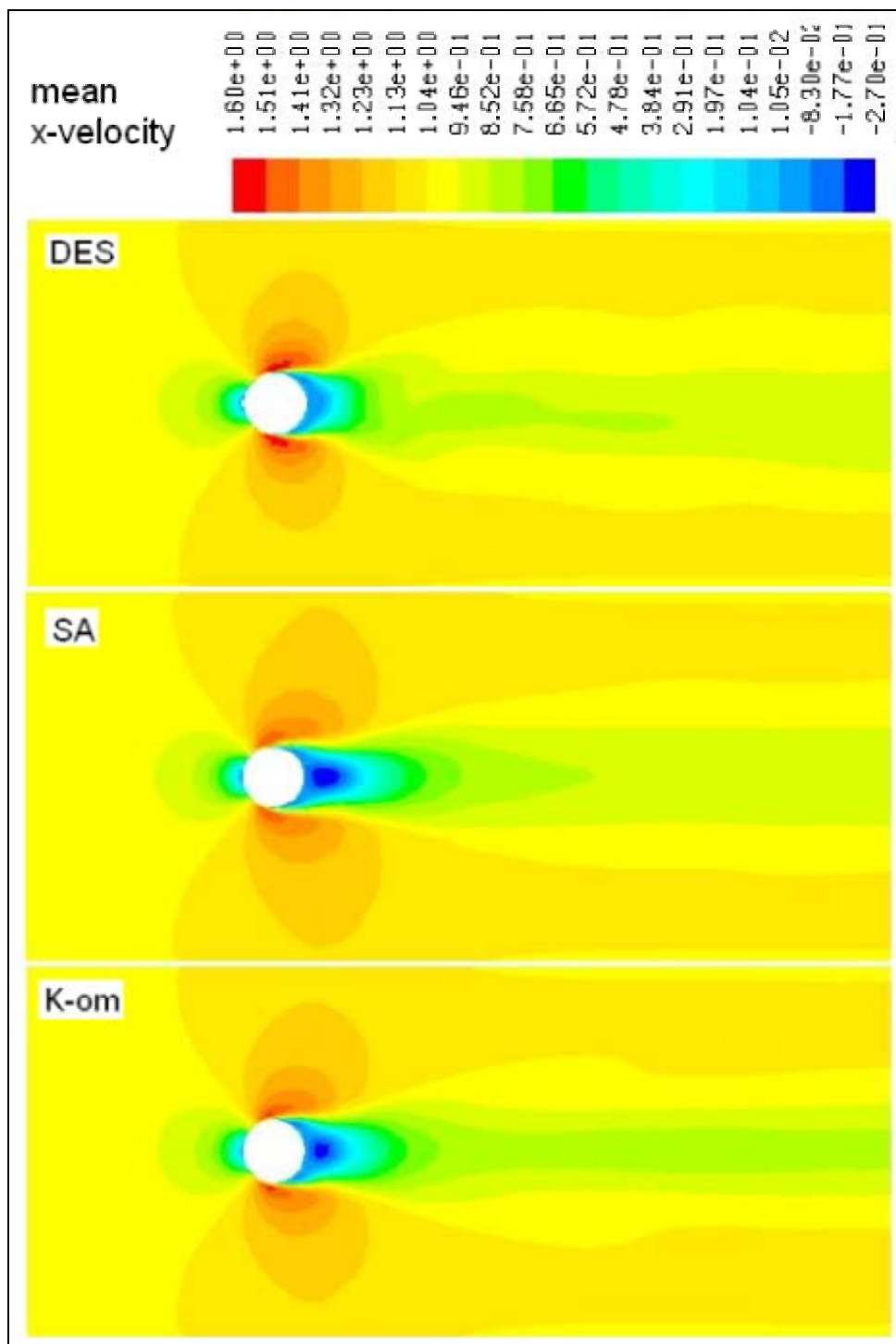
Graf 4.6 zobrazuje závislost bezrozměrné x -složky časově středované rychlosti na vzdálenosti od středu válce pro body ležící na centrální linii (viz obr. 2.5).

Výsledné grafy platí pro simulace pomocí DES, SA a $k-\omega$ modelů turbulentní viskozity, prováděné na síti S-3 (viz tab. 2.1). Výsledky simulací s modely turbulentní viskozity jsou porovnány s převzatými výsledky experimentů [2] a DNS simulace [3].

Zatímco graf 4.1 zobrazoval hodnoty získané simulací pomocí sítě S-2 tak graf 4.7 zobrazuje hodnoty získané pomocí sítě S-3. Síť se liší především ve velikosti rozměru shodném s výškou válce. Tyto simulace tedy byly provedeny zejména pro zjištění vlivu velikosti sítě v tomto směru.

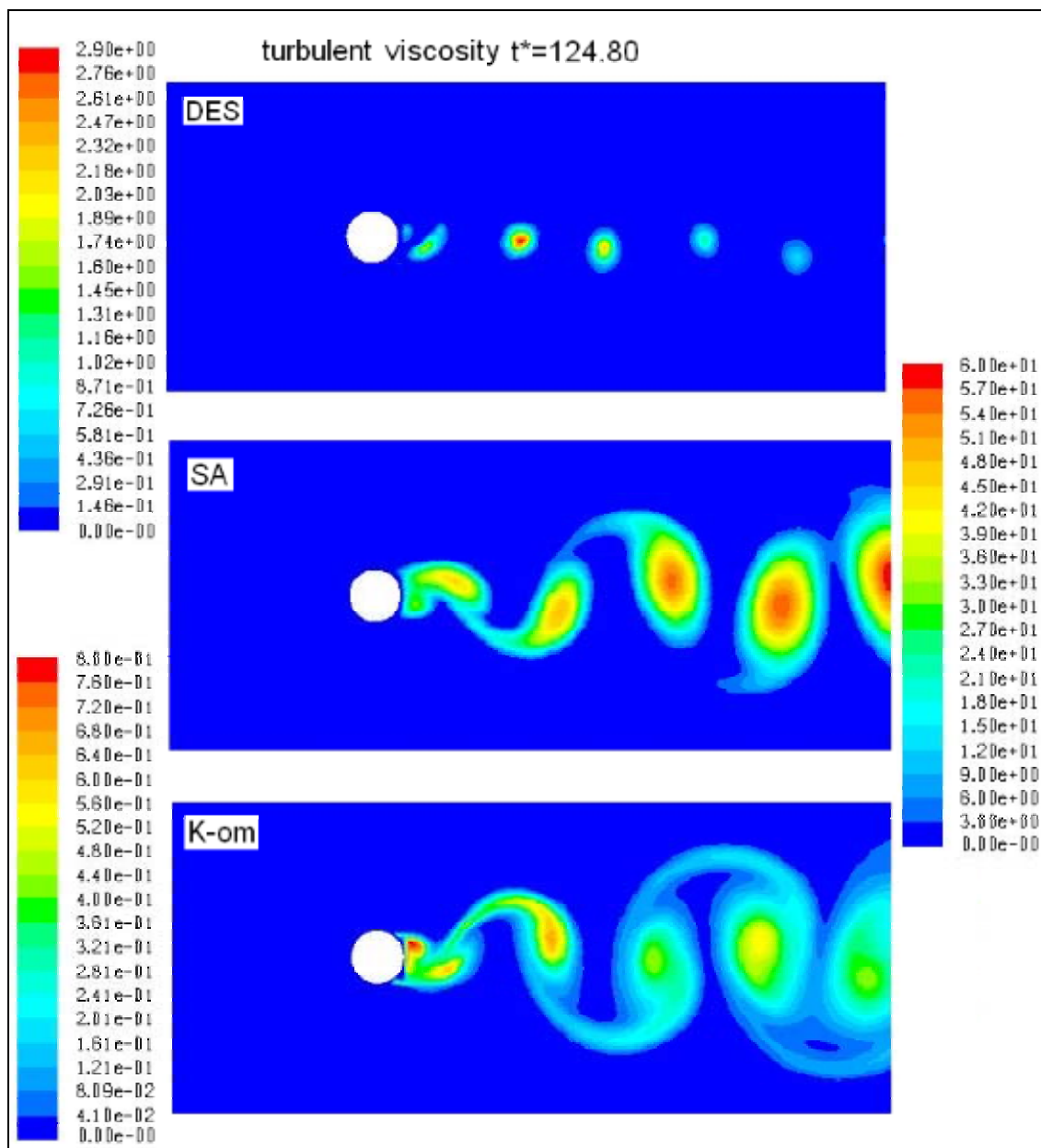
Z porovnání grafů 4.1 a 4.6 je zřejmé, že hodnoty sledované v těchto grafech, se od sebe takřka neliší. Výjimku činí pouze DES simulace a to v oblasti blízko stěny válce, tyto hodnoty však i na obrázku 4.1 nejsou v dobré shodě s DNS ani experimenty.

Ostatní hodnoty, zobrazované na grafu 4.2 až 4.5 pro síť S-2, se v případě S-3 relevantně neliší.



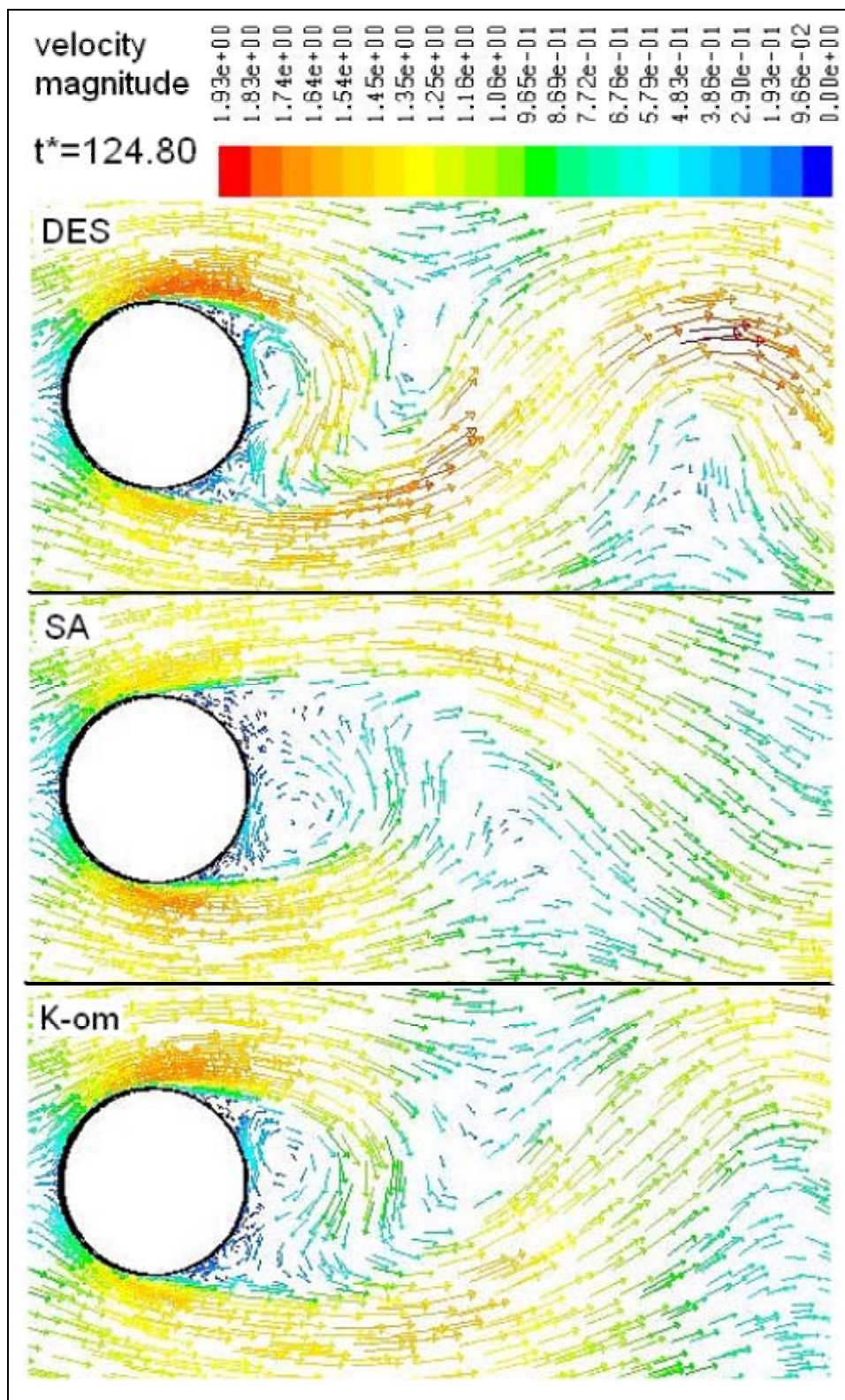
Obr. 4.1 Časově středované rychlosti u^* – RANS –S2

Obrázek 4.1 zobrazuje velikost bezrozměrné x-složky časově středované rychlosti v rovině x,y (viz. Obr. 2.3) v jednotném barevném měřítku výsledků DES, SA a K- ω simulace. Z obrázku je patrné, že největší oblast v úplavu se zápornými hodnotami mají výsledky SA simulace, dále K- ω a DES simulace má tuto oblast nejmenší.



Obr. 4.2 Aktuální hodnota turbulentní viskozity ν_t^* - RANS – S2

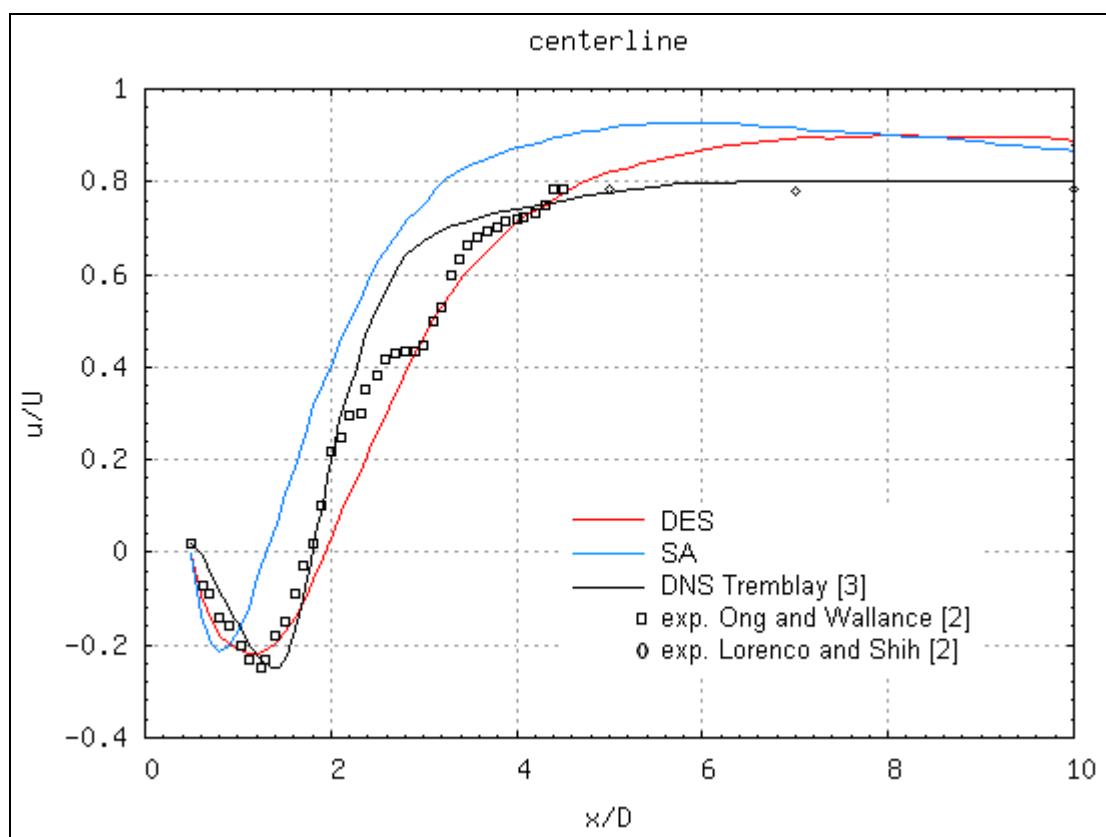
Obrázek 4.2 zobrazuje velikost bezrozměrných aktuálních turbulentních viskozit v rovině x,y (viz. Obr. 2.3) v různém barevném měřítku výsledků DES SA a K- ω simulace. Největší hodnoty maxim turbulentní viskozity vykazuje model SA a to 60 násobek molekulární viskozity. Řádově menší hodnoty vykazují ostatní dva modely, 2.9 model DES a 0.8 model K- ω .



Obr. 4.3 Vektorové pole rychlosti u^* – aktuální hodnota – RANS –S2

Obrázek 4.3 zobrazuje vektorové pole aktuální rychlosti pro jednotlivé turbulentní modely. Velikost vektorů a barevné měřítko je odvozeno od bezrozměrné velikosti rychlosti.

4.2 Výsledky URANS simulací získaných pomocí programu NS-FEM3D



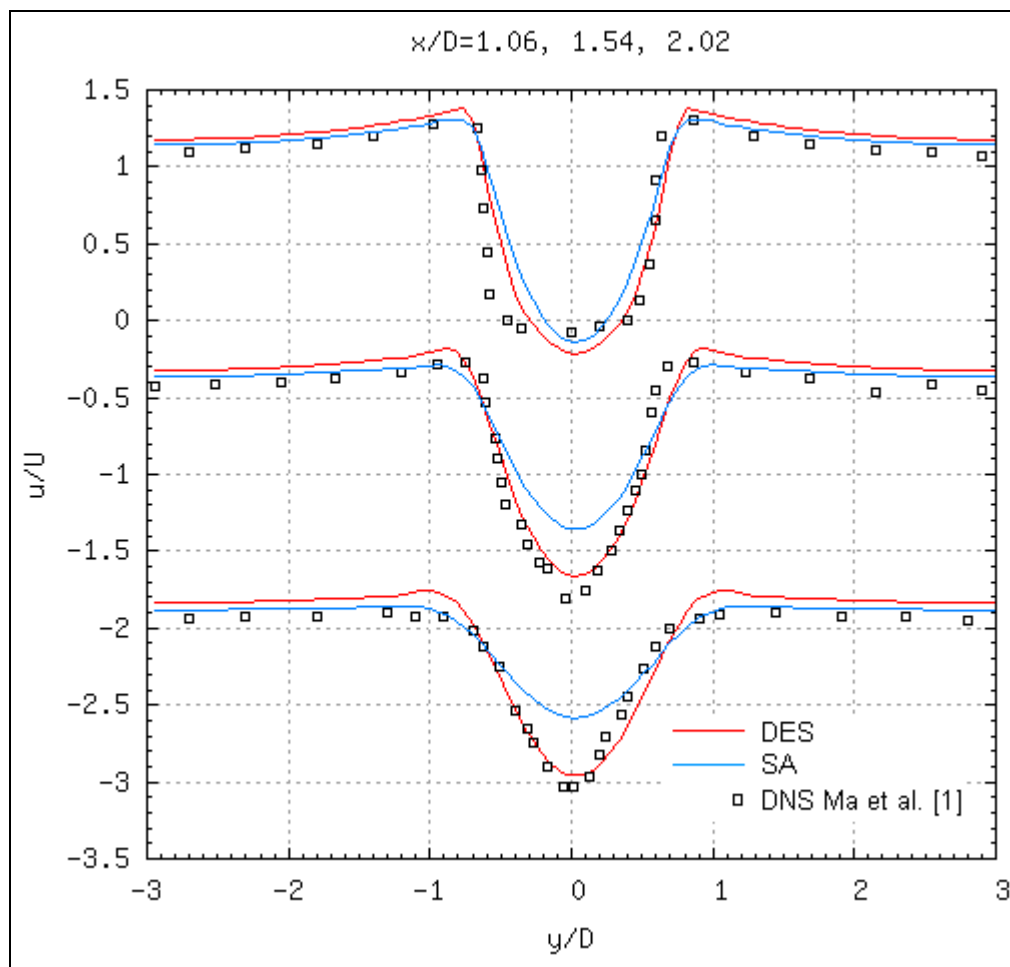
Graf. 4.7 Časově středovaná rychlost u^* – centerline – DES, SA - URANS

Graf 4.7 zobrazuje závislost bezrozměrné x -složky časově středované rychlosti na vzdálenosti od středu válce pro body ležící na centrální linii (viz obr. 2.5).

Výsledné grafy platí pro simulace pomocí DES a SA modelů turbulentní viskozity, prováděné na síti S-2 (viz tab. 2.1). Výsledky simulací s modely turbulentní viskozity jsou porovnané s převzatými výsledky experimentů [2] a DNS simulace [3].

Hodnoty simulace s turbulentní viskozitou SA se s výsledky DNS a experimenty příliš dobře neshodují.

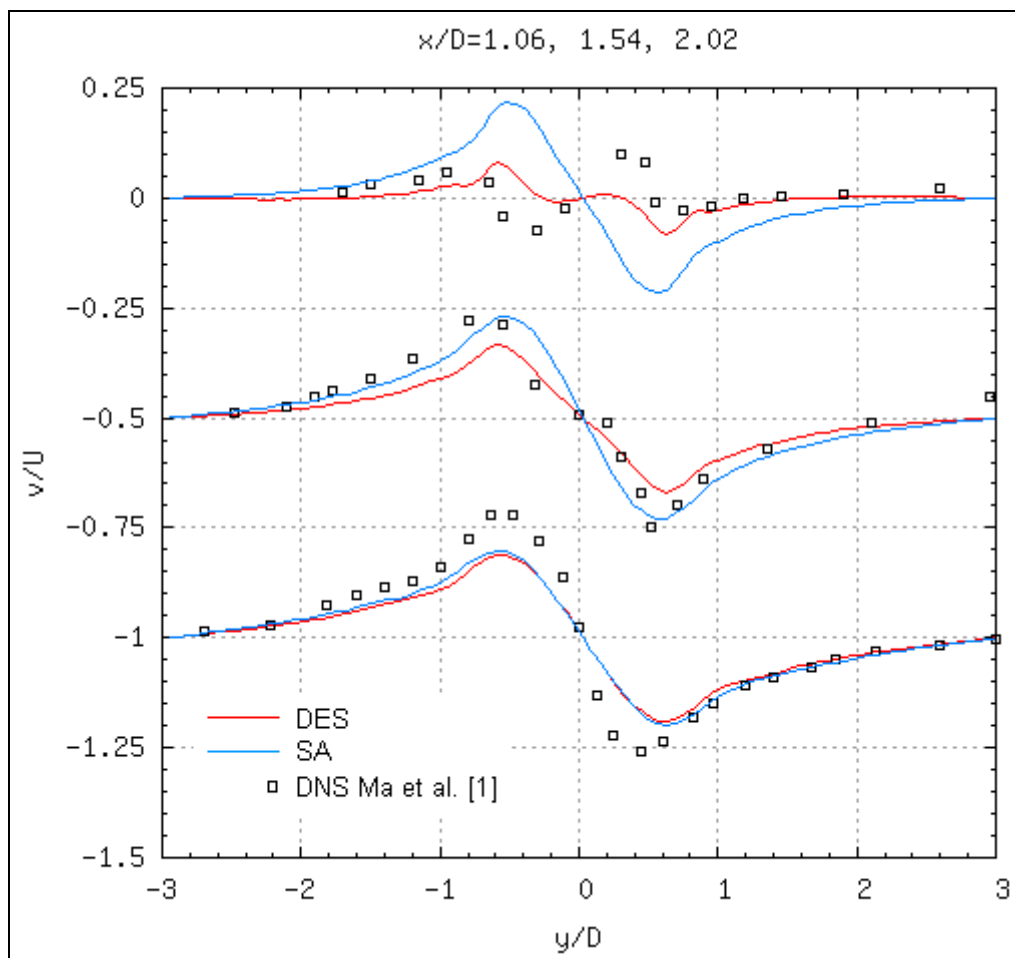
DES hodnoty se v oblastech blízko válce velice dobře shodují s výsledky experimentů. V oblastech dále od válce (přibližně od $4.2 D$ od středu válce) již DES výsledky nemají tak dobrou shodu.



Graf. 4.8 Časově středovaná rychlost u^* – $x/d = 1.06, 1.54, 2.02$ – DES, SA - URANS

Graf 4.8 zobrazuje velikost bezrozměrné x -složky časově středované rychlosti pro body ležící na liniích kolmých k centrální ose a to pro linie ve vzdálenosti $1.06, 1.54$ a $2.02 D$ od středu válce (viz obr. 2.5). Výsledky simulací s modely turbulentní viskozity DES a SA jsou porovnány s převzatými DNS výsledky [1]. DES a SA hodnoty náleží simulacím prováděné na síti S-2 (viz tab. 2.1).

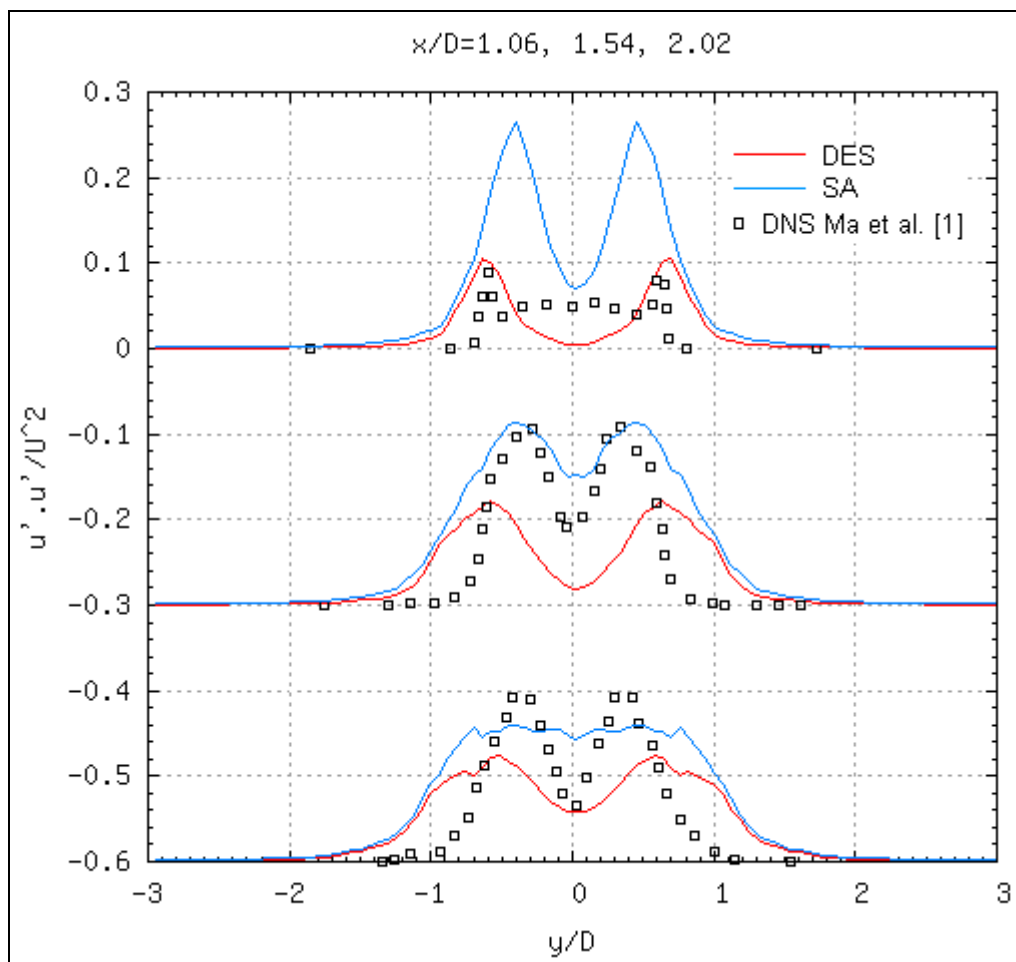
Pro všechny linie se hodnoty DES simulace velice dobře shodují s hodnotami DNS simulace. Výsledky SA se od DNS liší především v liniích $x/d = 1.54$ a 2.02 .



Graf. 4.9 Časově středovaná rychlost v^* – $x/d = 1.06, 1.54, 2.02$ – DES, SA - URANS

Graf 4.9 zobrazuje velikost bezrozměrné y -složky časově středované rychlosti pro body ležící na liniích kolmých k centrální ose a to pro linie ve vzdálenosti $1.06, 1.54$ a $2.02 D$ od středu válce (viz obr. 2.5). Výsledky simulací s modelem turbulentní viskozity jsou porovnány s převzatými DNS výsledky [1]. DES a SA hodnoty náleží simulacím prováděné na síti S-2 (viz tab. 2.1).

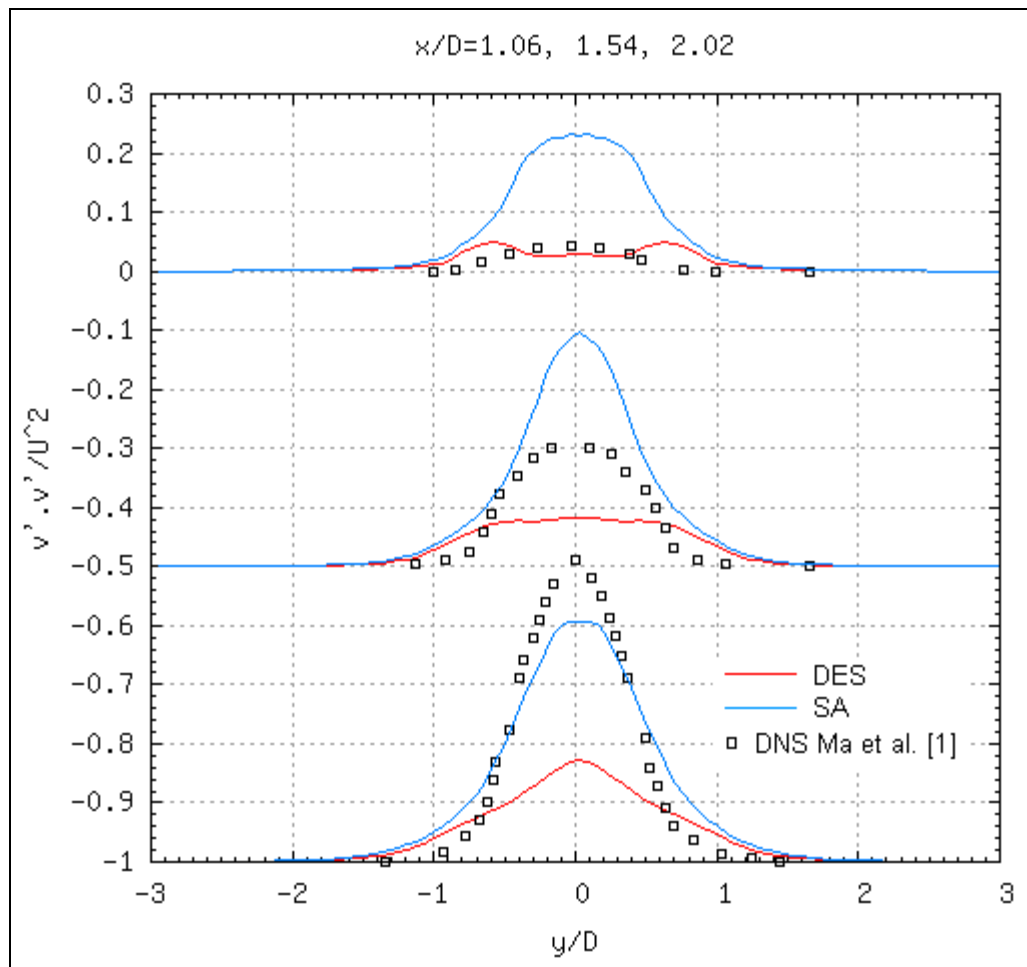
Hodnoty DES a SA simulací na linii $x/D=1.06$ se s hodnotami z DNS simulace velikostně neshodují, DES však velikostně i co se týče tvarového trendu vychází lépe. Pro linie $x/D=1.54$ a $x/D=2.02$ jsou hodnoty DES i SA simulace v poměrně dobré shodě.



Graf. 4.10 Časově středované součiny fluktuací $\overline{u'_1 u'_1}^*$ –
 $x/d = 1.06, 1.54, 2.02$ – DES, SA - URANS

Graf 4.10 zobrazuje velikost bezrozměrných časově středovaných součinů fluktuací $\overline{u'_1 u'_1}^*$ pro body ležící na liniích kolmých k centrální ose a to pro linie ve vzdálenosti $1.06, 1.54$ a $2.02 D$ od středu válce (viz obr. 2.5). Výsledky simulací s modelem turbulentní viskozity jsou porovnány s převzatými DNS výsledky [1]. DES a SA hodnoty náleží simulacím prováděné na síti S-2 (viz tab. 2.1).

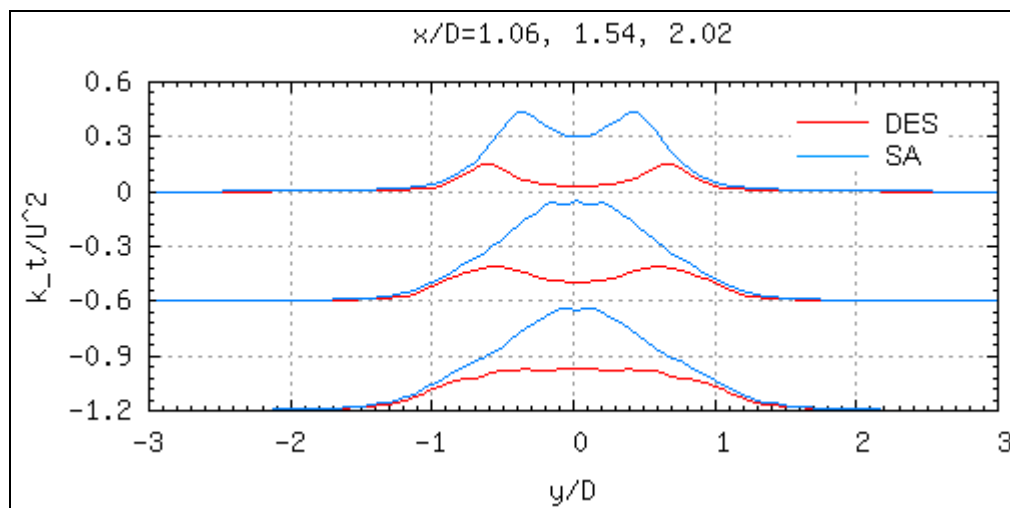
Pro linii $x/d=1.06$ se hodnoty DES a SA s DNS tvarově neshodují velikostně však vychází lépe DES. Pro linii $x/d=1.54$ se hodnoty DES a SA s DNS tvarově poměrně dobře shodují velikostně vychází lépe SA model. Na linii $x/d=2.02$ se tvarově shodují výsledky DES, model SA nevykazuje plynulost především blízko centrální linie.



Graf. 4.11 Časově středované součiny fluktuací $\overline{u'_2 u'_2}^*$ –
 $x/d = 1.06, 1.54, 2.02$ – DES, SA - URANS

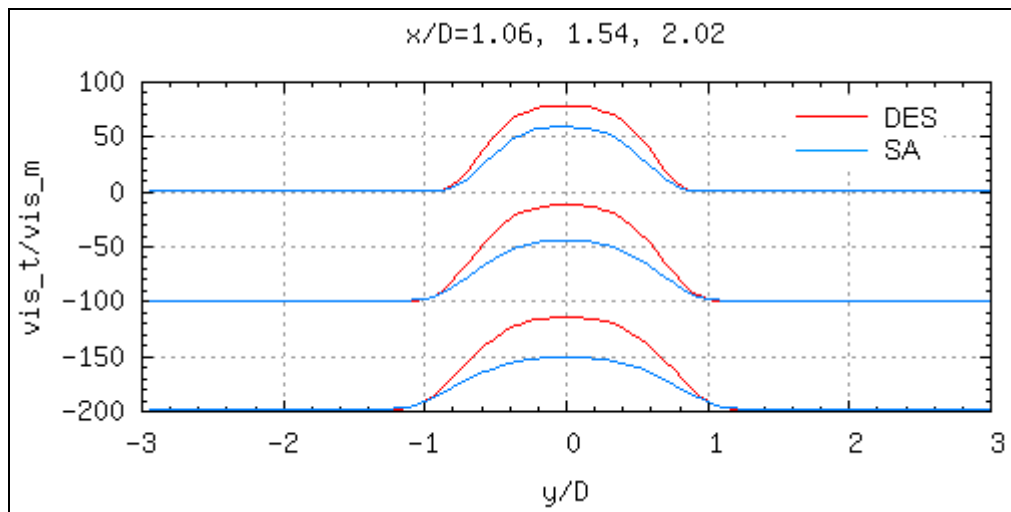
Graf 4.11 zobrazuje bezrozměrné časově středované součiny fluktuací $\overline{u'_2 u'_2}^*$ pro body ležící na liniích kolmých k centrální ose a to pro linie ve vzdálenosti $1.06, 1.54$ a $2.02 D$ od středu válce (viz obr. 2.5). Výsledky simulací s modelem turbulentní viskozity jsou porovnány s převzatými DNS výsledky [1]. DES a SA hodnoty náleží simulacím prováděné na síti S-2 (viz tab. 2.1).

Hodnoty DES simulace s turbulentní viskozitou na linii $x/D=1.06$ se s hodnotami z DNS simulace tvarově příliš neshodují, ale velikostně vycházejí lépe než SA, které oproti DNS jsou přibližně šestinásobné. Pro linii $x/D=1.54$ a jsou hodnoty SA simulace na centrální ose přibližně dvojnásobné oproti DNS, naopak DES výsledky jsou poloviční. Na linii $x/D = 2.02$ je ve větší shodě s DNS model SA.



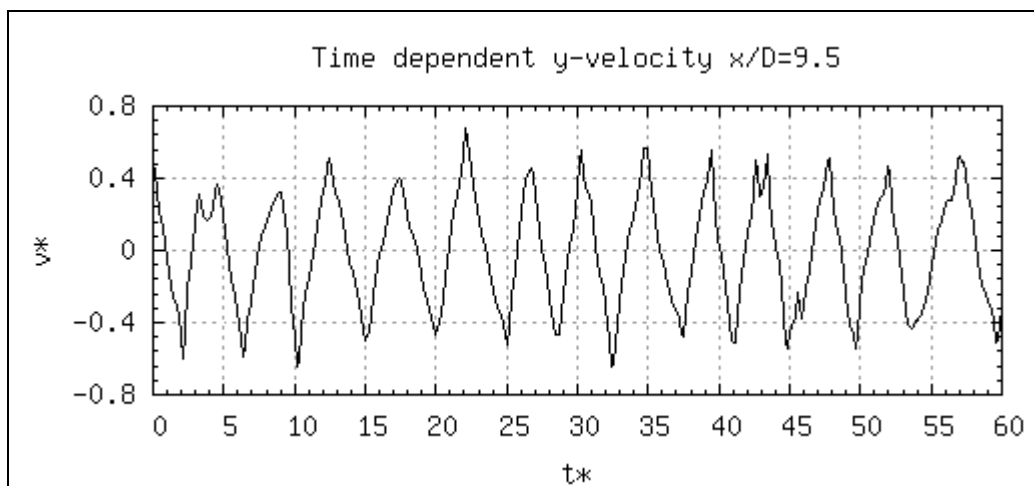
Graf. 4.12 Turbulentní kinetická energie k_t^* –
 $x/d = 1.06, 1.54, 2.02$ – DES, SA - URANS

Graf 4.12 zobrazuje hodnoty bezrozměrné turbulentní kinetické energie DES a SA simulace pro body ležící na liniích kolmých k centrální ose a to pro linie ve vzdálenosti $1.06, 1.54$ a $2.02 D$ od středu válce (viz obr. 2.5). Hodnoty SA simulace jsou oproti DES podstatně vyšší.



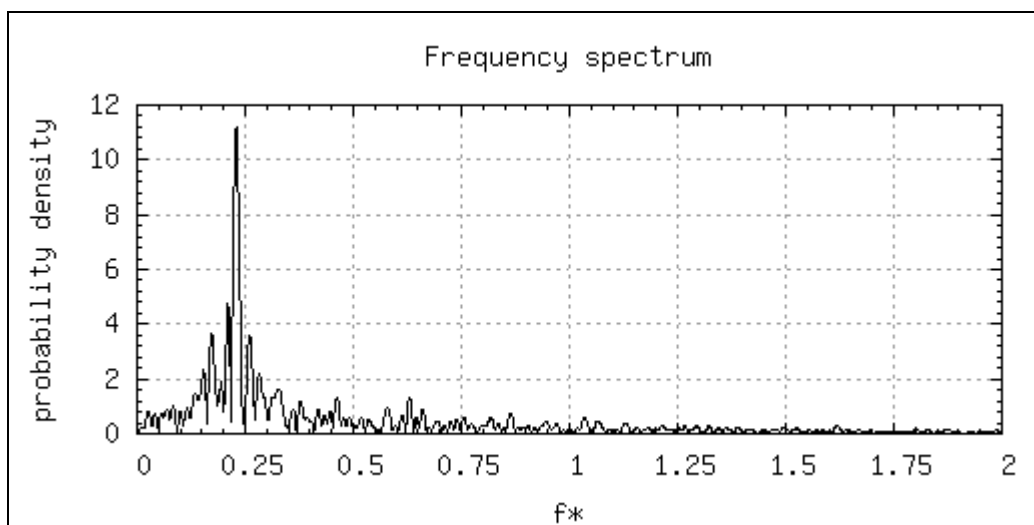
Graf. 4.13 Turbulentní viskozita ν_t^* – $x/d = 1.06, 1.54, 2.02$ –
 DES, SA - URANS

Graf 4.13 zobrazuje hodnoty bezrozměrné turbulentní viskozity DES a SA simulace pro body ležící na liniích kolmých k centrální ose a to pro linie ve vzdálenosti $1.06, 1.54$ a $2.02 D$ od středu válce (viz obr. 2.5). Z grafu je patrné, že hodnoty DES jsou oproti SA hodnotám vyšší.



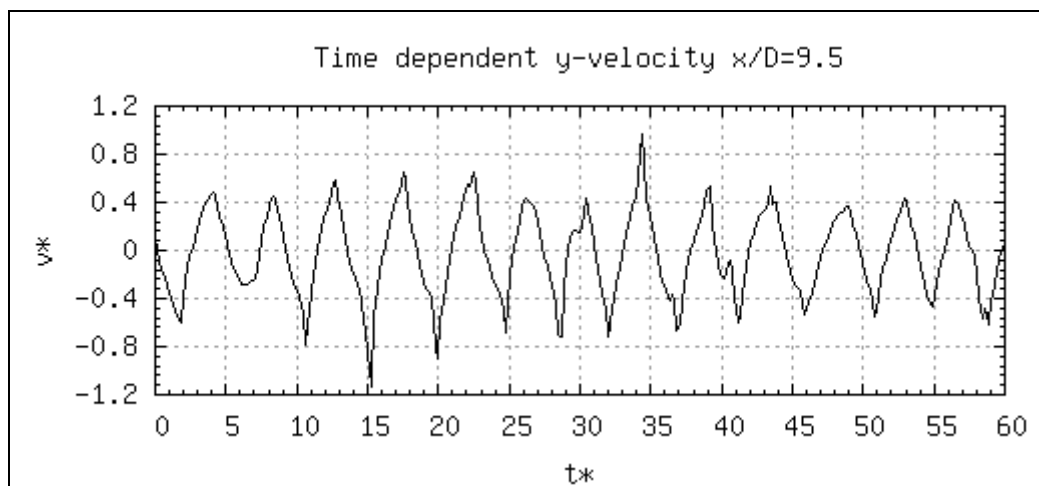
Graf. 4.14 Závislost y-složky rychlosti na čase pro bod na centrální linii
 $x/D = 9.5$ - DES-URANS – S-2

Graf 4.14 zobrazuje závislost bezrozměrné y-složky rychlosti na bezrozměrném čase t^* od počátku vzorkování. Hodnoty náležejí DES modelu viskozity. Hodnoty platí pro bod ležící na centrální linii ve vzdálenosti $9.5 D$ od středu válce.



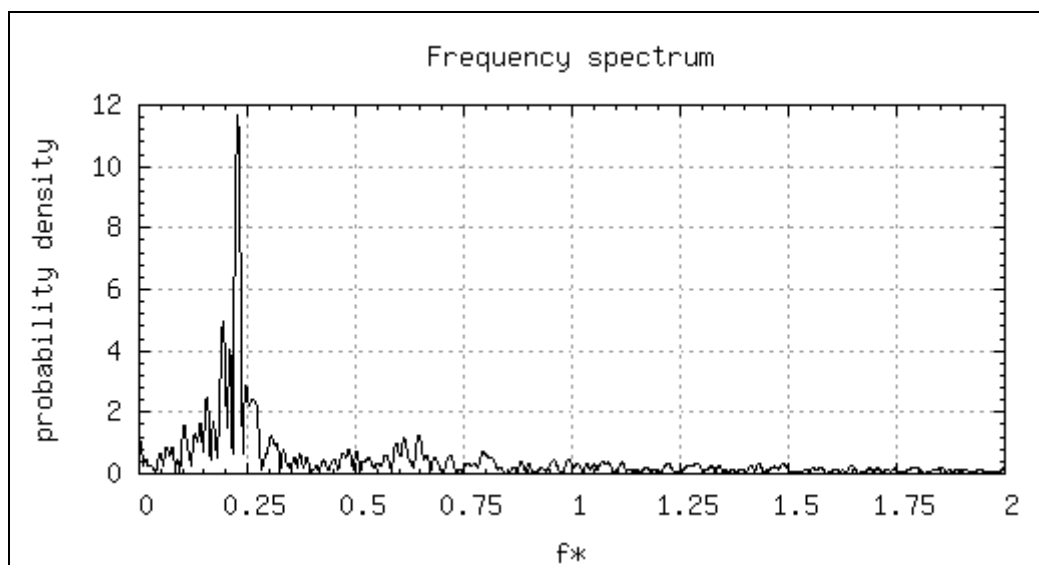
Graf. 4.15 Frekvenční spektrum y-složky rychlosti pro bod
 $x/D = 9.5$ ležící na centrální linii - DES-URANS – S-2

Graf 4.15 zobrazuje kladné amplitudové frekvenční spektrum DES simulace. Velikosti amplitud jsou vyjádřeny v hustotě pravděpodobnosti pro bezrozměrné frekvence f^* . Frekvenční spektrum je obrazem rychlé Fourierovy transformace signálu z grafu 4.14. Rychlá Fourierova transformace byla provedena pomocí programu MATLAB.



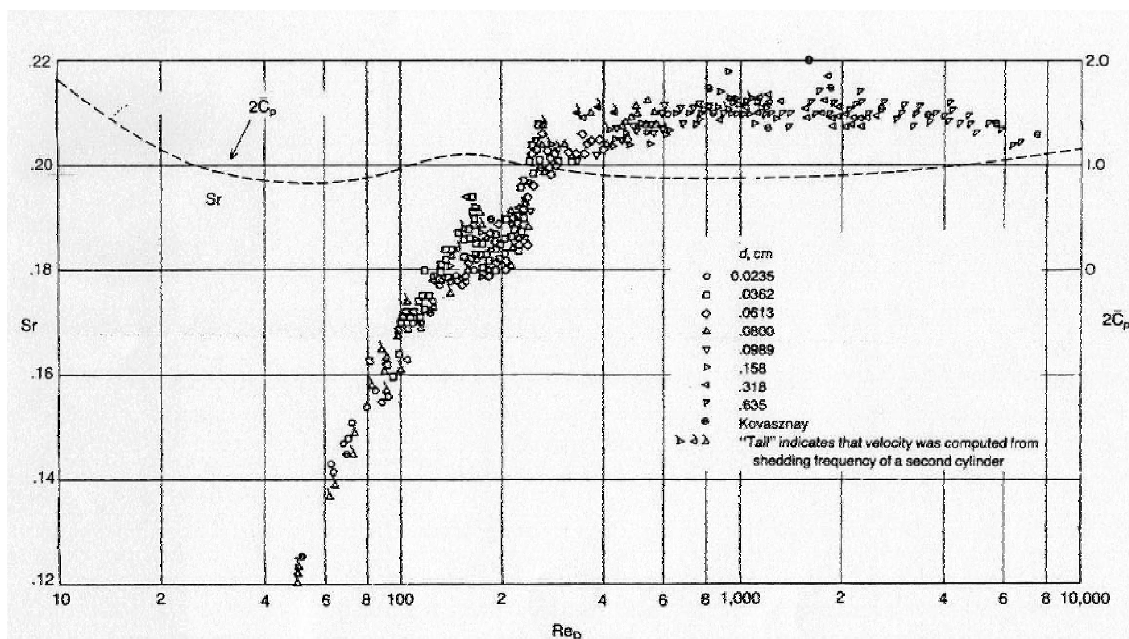
Graf. 4.16 Závislost y-složky rychlosti na čase pro bod na centrální linii $x/D = 9.5$ - SA-URANS – S-2

Graf 4.16 zobrazuje závislost bezrozměrné y-složky rychlosti na bezrozměrném čase t^* od počátku vzorkování. Hodnoty náležejí SA modelu viskozity. Hodnoty platí pro bod ležící na centrální linii ve vzdálenosti $9.5 D$ od středu válce.



Graf. 4.17 Frekvenční spektrum y-složky rychlosti pro bod $x/D = 9.5$ ležící na centrální linii - SA-URANS – S-2

Graf 4.17 zobrazuje kladné amplitudové frekvenční spektrum SA simulace. Velikosti amplitud jsou vyjádřeny v hustotě pravděpodobnosti pro bezrozměrné frekvence f^* . Frekvenční spektrum je obrazem rychlé Fourierovy transformace signálu z grafu 4.16. Rychlá Fourierova transformace byla provedena pomocí programu MATLAB.



Graf. 4.18 Závislost Strouhalova čísla na Reynoldsově čísle pro úplav za válcem [4]

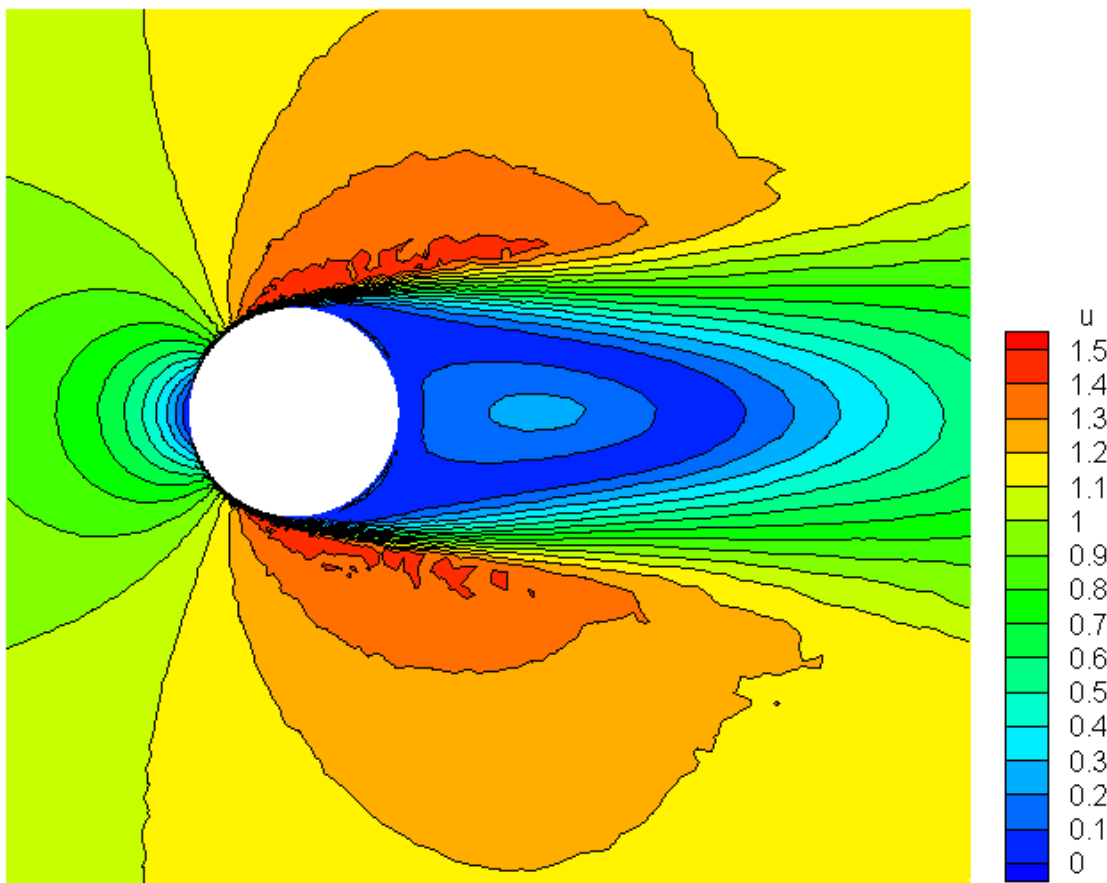
Graf 4.18 zobrazuje závislost Strouhalova čísla na Reynoldsově čísle pro úplav za kruhovým válcem. Experimentálně zjištěná Strouhalovská frekvence se při hodnotě Reynoldsova čísla $Re = 3900$ podle grafu 4.18 pohybuje v závislosti na velikosti průměru válce v rozmezích $Sh_{exp} = 0.208 \div 0.212$.

U DES i SA URANS simulací provedené pomocí programu NS-FEM3D je bezrozměrná frekvence s největší hodnotou zastoupení získané y-složky rychlosti pro bod na centrální linii $x/D = 9.5$ $f^*_{A=\max} = Sh_{DES} = Sh_{SA} = 0.228$.

(Kromě grafu 4.15 zobrazující frekvenční spektrum DES URANS simulace lze Strouhalovo číslo odečíst i z obrázků v příloze (graf P.1 a P.2), kde jsou další modifikace grafu tohoto frekvenčního spektra.)

Při návrhu metodiky zjišťování Strouhalovské frekvence byla prováděna i frekvenční analýza časových signálů y-složky rychlosti pro různé body ležící na centrální linii (viz grafy v příloze P.3 a P.4). Z této analýzy vyplynulo, že dominantní frekvence daných časových vzorků je mírně nižší v oblastech blíže k válci. Vizualním porovnáním časových signálů byl pro určení Strouhalovy frekvence vybrán signál bodu $x/D = 9.5$.

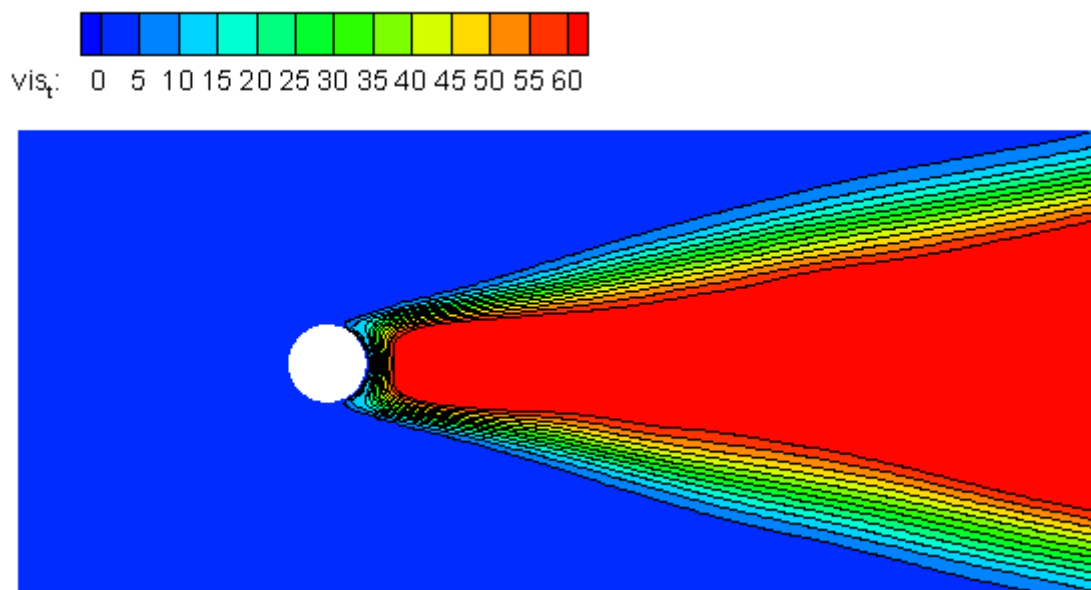
Hodnota Strouhalova čísla získaného pomocí čistě URANS DES i SA simulace se liší od hodnoty experimentálně získaného Strouhalova čísla v rozmezí $7.5 \div 9.6\%$.



Obr. 4.4 Detail časově středované velikosti rychlosti u^* - DES-URANS – S-2

Obrázek 4.4 zobrazuje velikost bezrozměrné časově středované velikosti rychlosti v rovině x,y (viz. Obr. 2.3) v barevném měřítku výsledku DES simulace. Vzorky hodnot z časových kroků, které byly použity pro časové průměrování jsou patrné z tabulky 2.2 .

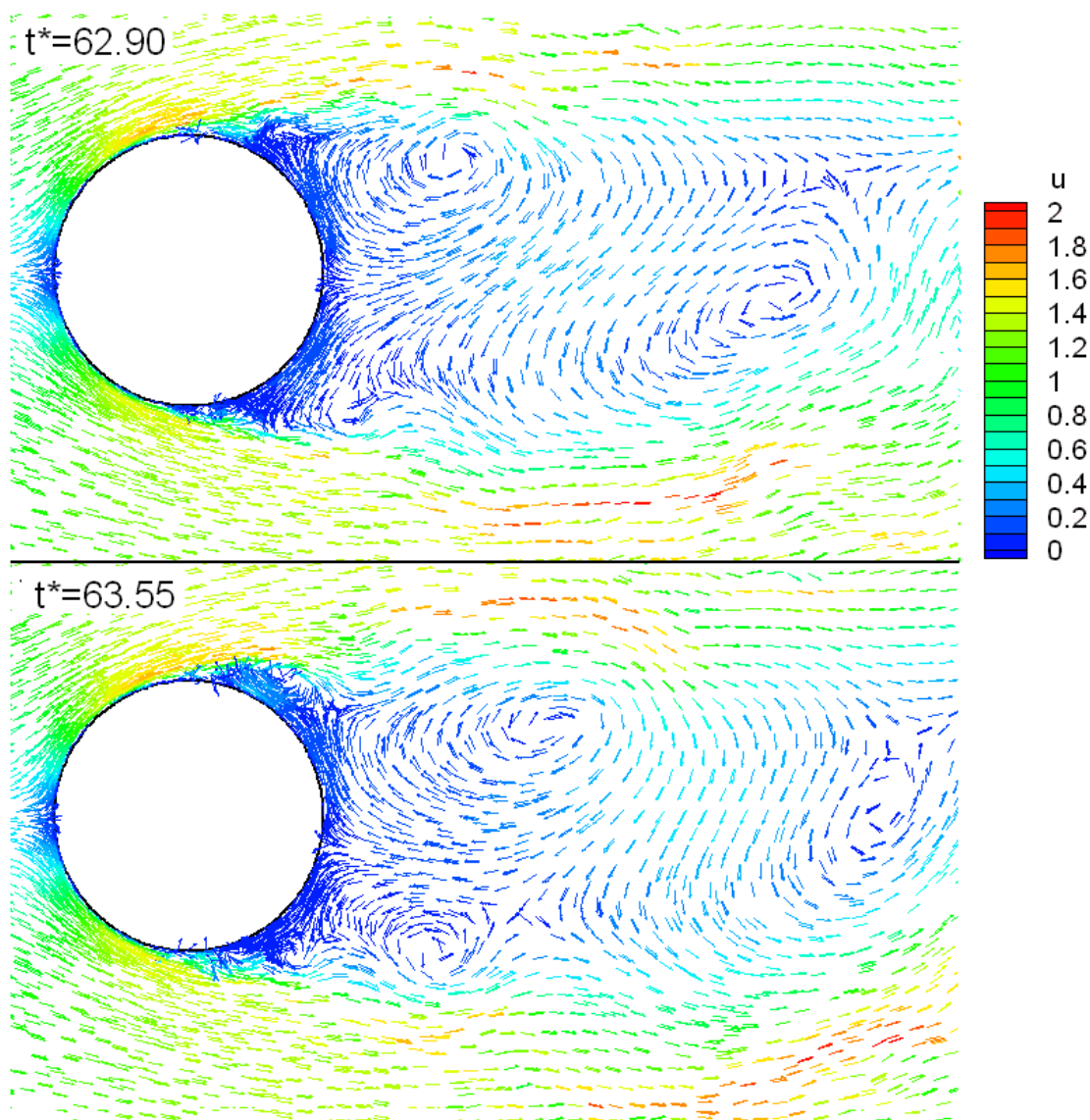
Obrázek je získaný z výstupních datových souborů programu NS-FEM3D (viz. Obr. 2.4) pomocí postprocessingového programu Tecplot.



Obr. 4.5 Časově středovaná turbulentní viskozita ν_t^* - DES-URANS – S-2

Obrázek 4.5 zobrazuje velikost bezrozměrné časově středované turbulentní viskozity v rovině x,y (viz. Obr. 2.3) v barevném měřítku výsledku DES simulace. Vzorky hodnot z časových kroků, které byly použity pro časové průměrování jsou patrné z tabulky 2.2.

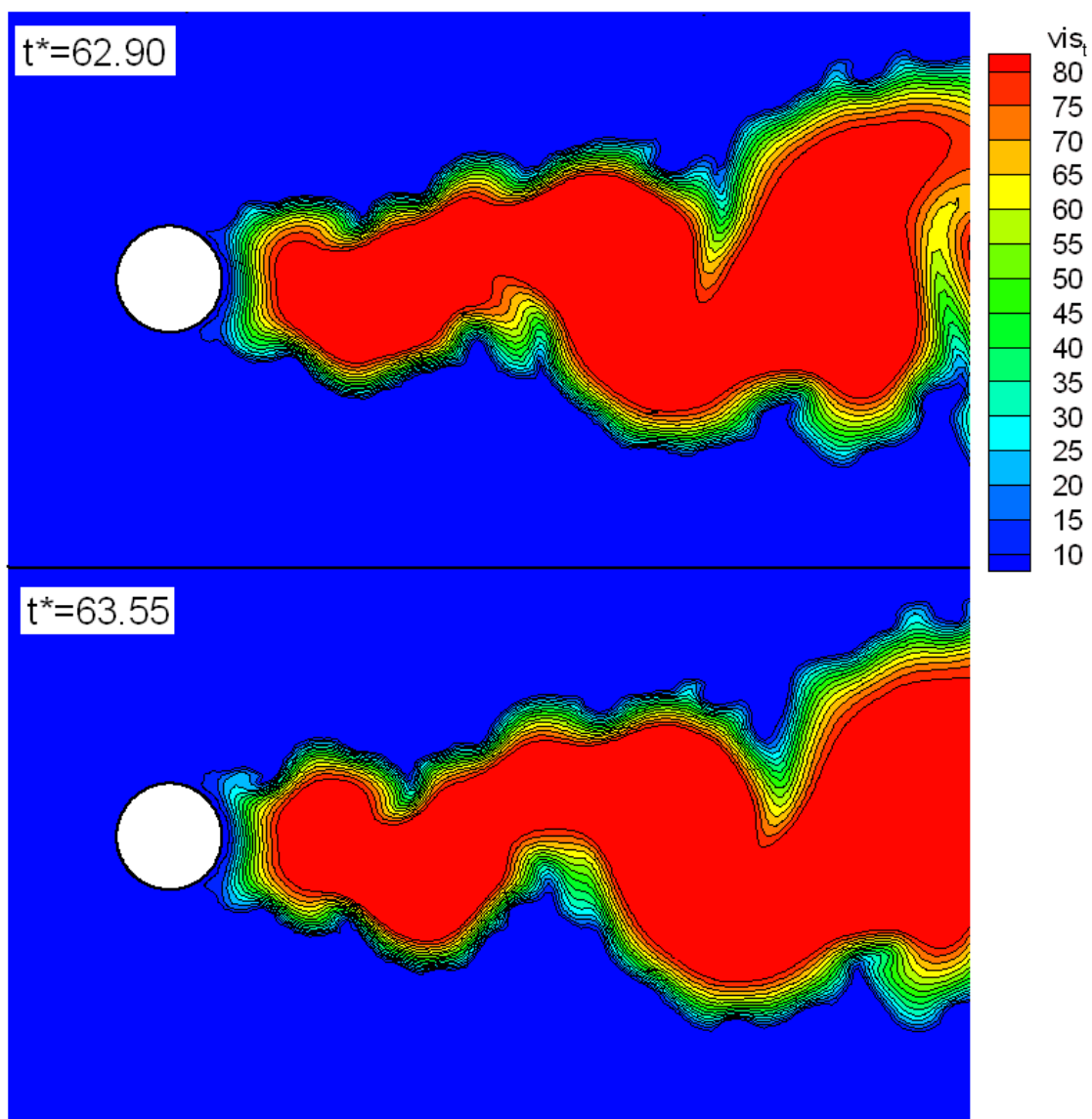
Časově středovanou bezrozměrnou turbulentní viskozitu zobrazuje i graf 4.14. V tomto grafu přesahuje hodnota zobrazované veličiny i větší hodnotu než je maximum barevného měřítka obrázku 4.5, barevnému měřítku bylo pro lepší rozlišení všech oblastí přiřazeno menší maximum.



4.6 Vektorové pole aktuální rychlosti u^* - DES-URANS – S-2

Obrázek 4.6 zobrazuje vektorové pole bezrozměrné aktuální rychlosti DES simulace pro dva časové kroky s rozdílem bezrozměrného času $\Delta t^* = 0.65$. Zobrazené vektory mají konstantní velikost. Hodnotu bezrozměrné absolutní rychlosti určuje barevné měřítko.

Z obrázku je patný vznik a vývoj turbulentních víru v úplavu za válcem. Obr. 4.6 je možné vizuálně porovnat s výsledky z experimentální vizualizace v kapitole 4.3.



4.7 Vektorové pole aktuální rychlosti v_t^* - DES-URANS – S-2

Obrázek 4.7 zobrazuje pole bezrozměrné aktuální turbulentní viskozity DES simulace pro dva časové kroky s rozdílem bezrozměrného času $\Delta t^* = 0.65$. Z obrázku jsou patrné oblasti s největším projevem turbulentního přenosu hmoty.

Velikost bezrozměrné turbulentní viskozity v porovnání s obrázkem 4.3 z RANS modelování je řádově srovnatelná pouze s SA modelem.

4.3 Výsledky vizualizace proudění na hydrodynamické vaně



Obr. 4.8 Vizualizace fotografováním s delší dobou expozice

Obrázek 4.8 je upravený obrázek dvou časově za sebou jdoucích fotografických snímků z experimentální vizualizace na hydrodynamické vaně. Delší dobou expozice je docíleno toho, že pohyb kovové částičky na hladině je ve fotografii zachycen jako její trajektorie vykonaná za dobu expozice.

Velké množství částiček a krátká doba expozice způsobí, že trajektorie se poté na obrázku jeví jako proudnice okamžitého rychlostního pole.



Obr. 4.9 Vizualizace fotografováním s kratší dobou expozice

Obrázek 4.9 je upravený obrázek dvou časově za sebou jdoucích fotografických snímků z experimentální vizualizace na hydrodynamické vaně. Doba expozice je kratší než u obrázku 4.8.

Díky kratší době expozice se lépe zobrazí vírové struktury s kratší dobou existence, tedy převážně menší vírové struktury. Lze zřetelněji pozorovat i větší oblast vírových struktur za válcem než jak je tomu u obr. 4.8.

5. Závěr

Hlavním úkolem diplomové práce bylo provedení numerických simulací s různými modely turbulentní viskozity na úloze nestacionárního úplavu za kruhovým válcem a porovnání těchto výsledků s dostupnými DNS výsledky a výsledky experimentů. Prováděny byly RANS i URANS simulace. V režimu RANS byly užity DES, SA a $k-\omega$ modely turbulentní viskozity. V režimu URANS byly užity SA a DES modely turbulentní viskozity. RANS simulace byly počítány pomocí programu Fluent, zatímco URANS modely v programu NS-FEM3D. Největší pozornost byla kladena na URANS modelování s DES turbulentní viskozitou.

V souladu s dostupnou literaturou byl volen režim proudění s Reynoldsovým číslem $Re = 3900$. Převzaté výsledky DNS a experimentů [1, 2, 3], s nimiž se porovnávaly získané výsledky vlastních simulací, měly rozsáhlé základní geometrie, především větší výšku válce a šířku kanálu. Z hlediska dostupné výpočetní techniky a potřebného výpočetního času nebylo možné ve vlastních simulacích užít tak rozsáhlou oblast geometrie. Pro prováděné simulace byly navrženy dva typy geometrií a tedy i diskretizačních sítí (kapitola 2.1.1).

Oba navržené typy geometrie byly užity v simulacích s RANS metodami pomocí programu Fluent. Výsledky těchto simulací neprojevují relevantní závislost na typu použité sítě (viz grafy 4.1 a 4.6). Proto také převážná většina URANS simulací byla prováděna na síti *S-2* (viz Tabulka 2.1) s menší výškou válce, tedy i počtem elementů.

Pro všechny typy simulací byly vyhodnocovány časově středované rychlosti a součiny fluktuací. Porovnání těchto veličin bylo prováděno převážně v oblastech v blízkosti válce. Celková oblast geometrie je ve srovnání s geometrií převzatých výsledků malá, proto se ve vzdálenějších oblastech od válce projevuje vliv odlišných okrajových podmínek.

Závislost y -složky rychlosti na čase je vyhodnocována pro bod na centrální ose za válcem a to co nejdále od středu válce. Právě y -složka rychlosti a oblast vzdálená od válce je nejvhodnější z hlediska frekvenční analýzy (graf 4.15 a 4.17). Chyby okrajových podmínek by na charakteristickou frekvenci neměli mít významný vliv.

Provedené RANS simulace pomocí programu Fluent nevykazují dobrou shodu s experimenty a DNS. Výsledky DES se s DNS a experimenty shodují ze všech nejméně. Lépe se shoduje k- ω a nejlépe model SA. Nejvhodnějším modelem s použitím programu Fluent pro simulace podobných úloh, jako je řešena v této práci, se tedy jeví model SA, zatímco DES model je k tomuto řešení nevhodný.

RANS simulace pomocí programu Fluent byly prováděny s 2.4krát větším časovým krokem než u URANS simulací, přesto byl časový krok dostatečně malý na zachycení nestabilit. Výsledky časově středovaných hodnot rychlosti by to tedy nemělo nijak výrazně ovlivnit.

Pomocí programu NS-FEM3D byly řešeny URANS simulace s SA a DES modelem turbulentní viskozity. Z porovnávaných veličin na liniích za válcem se s experimentálními a DNS hodnotami nejlépe shodoval DES model.

Zjištěná Strouhalova čísla z URANS simulací jak s DES, tak SA turbulentní viskozitou se shodují na hodnotě $Sh = 0.228$, od experimentálně zjištěného čísla [4] se liší v rozmezí 7.5÷9.6%.

Pro vizuální porovnání vírových struktur v blízkosti válce byla provedena experimentální vizualizace proudění úplavu za válcem na hydrodynamické vaně (viz kapitola 3). Výsledky této vizualizace (obr. 4.8 a 4.9) lze poměrně dobře porovnat s výsledky simulací zobrazenými jako vektorové pole (obr. 4.3 a 4.6).

Na úloze úplavu za kruhovým válcem při stavu $Re=3900$ vychází v nejlepší shodě s DNS a experimenty ze všech použitých modelů DES model turbulentní viskozity počítaný pomocí programu NS-FEM3D.

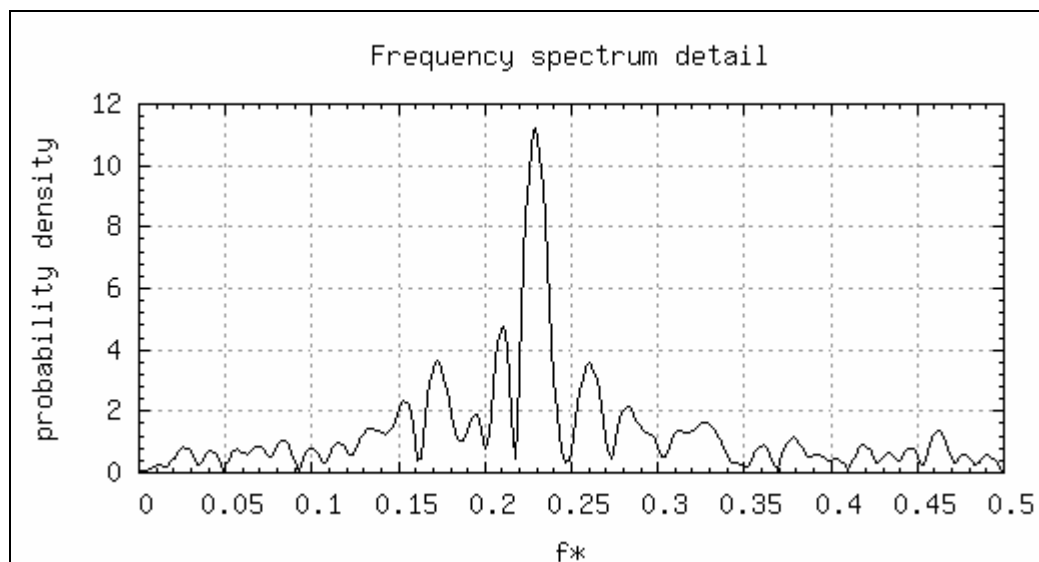
Pro detailnější výzkum přesnosti tohoto modelu by bylo vhodné provádět další simulace na odlišných úlohách, například modifikováním této úlohy zvětšením oblasti kolem válce a výšky válce a prováděním simulací pro různá Reynoldsova čísla. U dalších podrobnějších simulací by bylo vhodné zvětšit oblast zjemnění diskretizační sítě především v místě úplavu za válcem, kde je největší vznik turbulence.

Kromě úlohy úplavu za válcem by bylo vhodné provést simulace na úlohách se členitější geometrií např. proudění kolem automobilu, nebo proudění vzduchu v terénu.

Případné další navrhované simulace pro testování tohoto modelu by si vyžádaly větší časové nároky na řešitele. Pro zkrácení doby procesingu by bylo vhodné užít víceprocesorového výpočtu, který program NS-FEM3D umožňuje.

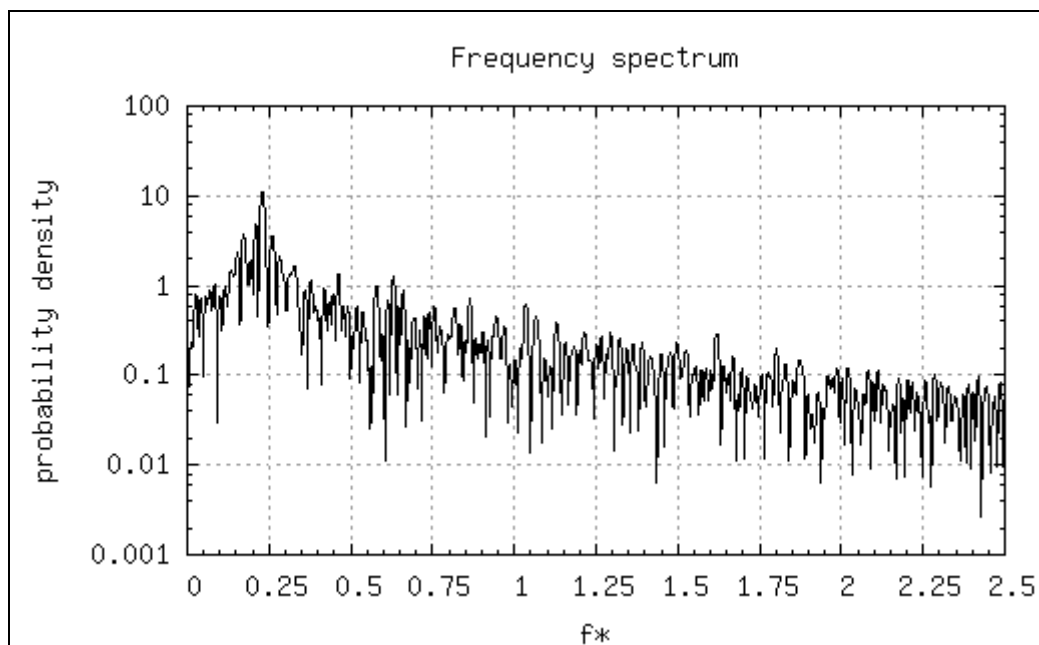
Literatura

- [1] Franke J., Frank W.: Large eddy simulation of flow past a circular cylinder at $Re_D=3900$. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamic, 2002
- [2] Breuer M.: Numerical and modeling influences on large eddy simulations for the flow past a circular cylinder. International Journal of Heat and Fluid Flow 19 (1998) 512-521
- [3] Liaw K.F.: Simulation of Flow around Bluff Bodies and Bridge Deck sections using CFD. Thesis submitted to the University of Nottingham for the degree of Doctor of Philosophy, 2005
- [4] Roshko A.: On the Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets. NACA Report 1191, 1954
- [5] Bird R. B., Stewart W. E.: Přenosové jevy ACADEMIA, Praha, 1968
- [6] Dvořák R., Kozel K.: Matematické modelování v aerodynamice. Nakladatelství ČVUT, 1996
- [7] Fraňa K., Stiller J.: A Numerical Study of Flows Driven by a Rotating Magnetic Field in a Square Container, European Journal of Mechanics / Fluids B (2007), doi: 10.1016/j.euromechflu.2007.10.001, ISSN 0997-7546
- [8] Launder B., Sandham N.: Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows, Cambridge University Press, 2003
- [9] Lesieur M., Metais O.: Large-Eddy Simulation of Turbulence. Cambridge University Press, 2005
- [10] Příhoda J., Louda P.: Matematické modelování turbulentního proudění. Nakladatelství ČVUT 2007
- [11] Paik J., Sotiropoulos F.: Detached Eddy Simulation of Flow around two Wall-mounted Cubes in Tandem, St. Anthony Falls Laboratory, University of Minnesota, 2007
- [12] Wilcox D. C.: Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries Inc., California, 2002
- [13] Manuál Fluent 6.3, 2006



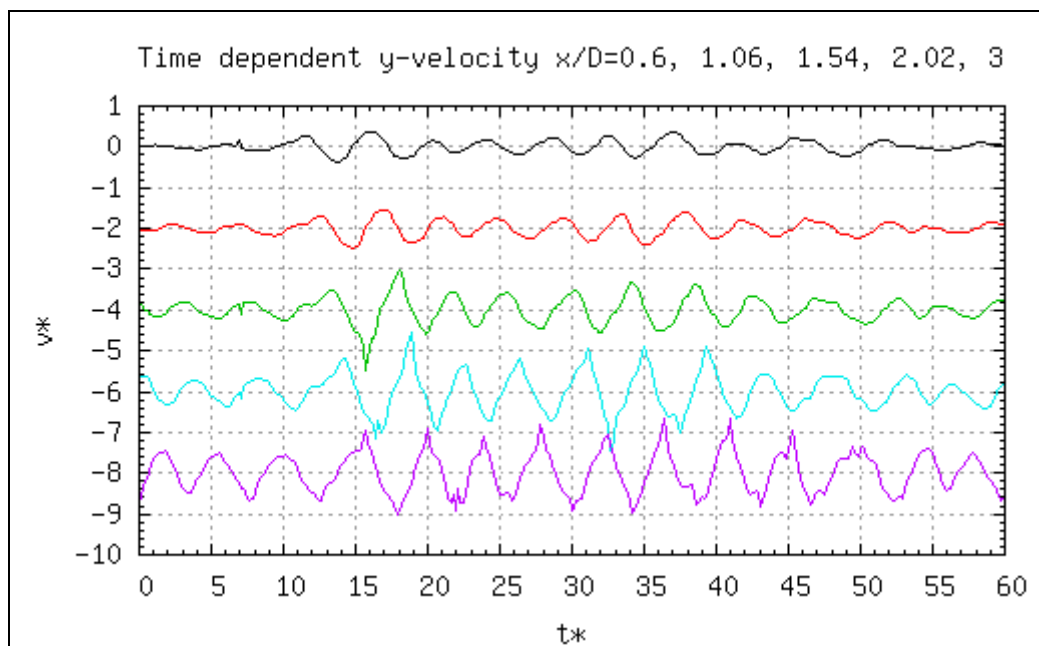
Graf P.1

Detail frekvenčního spektra y-složky rychlosti pro bod $x/D = 9.5$ ležící na centrální linii
- DES-URANS – S-2



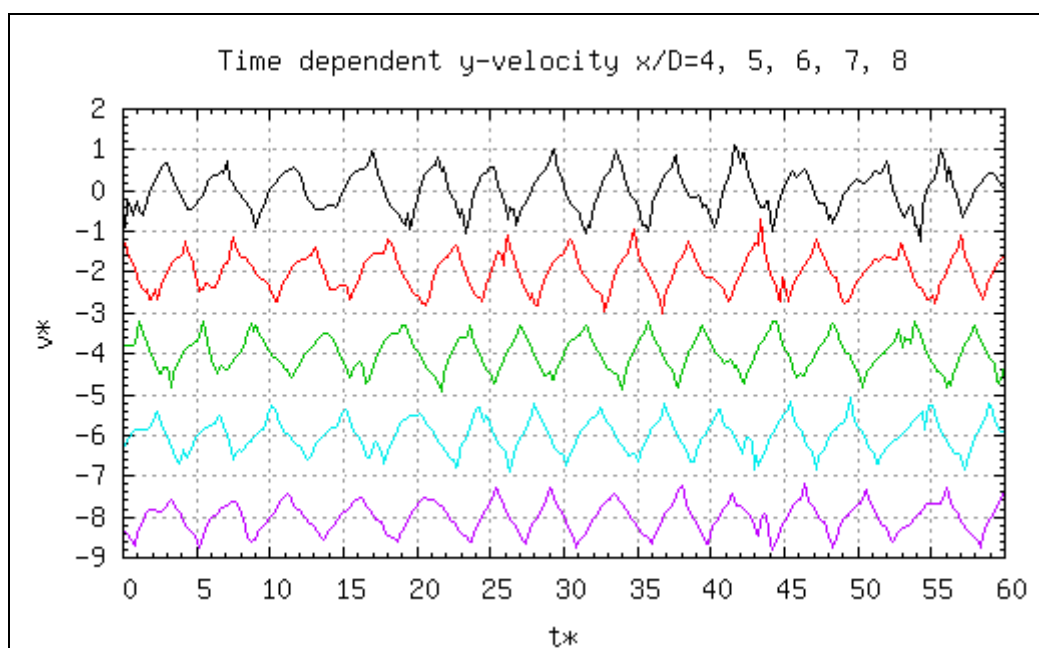
Graf P.2

Frekvenční spektrum y-složky rychlosti pro bod $x/D = 9.5$ ležící na centrální linii –
logaritmické měřítko - DES-URANS – S-2



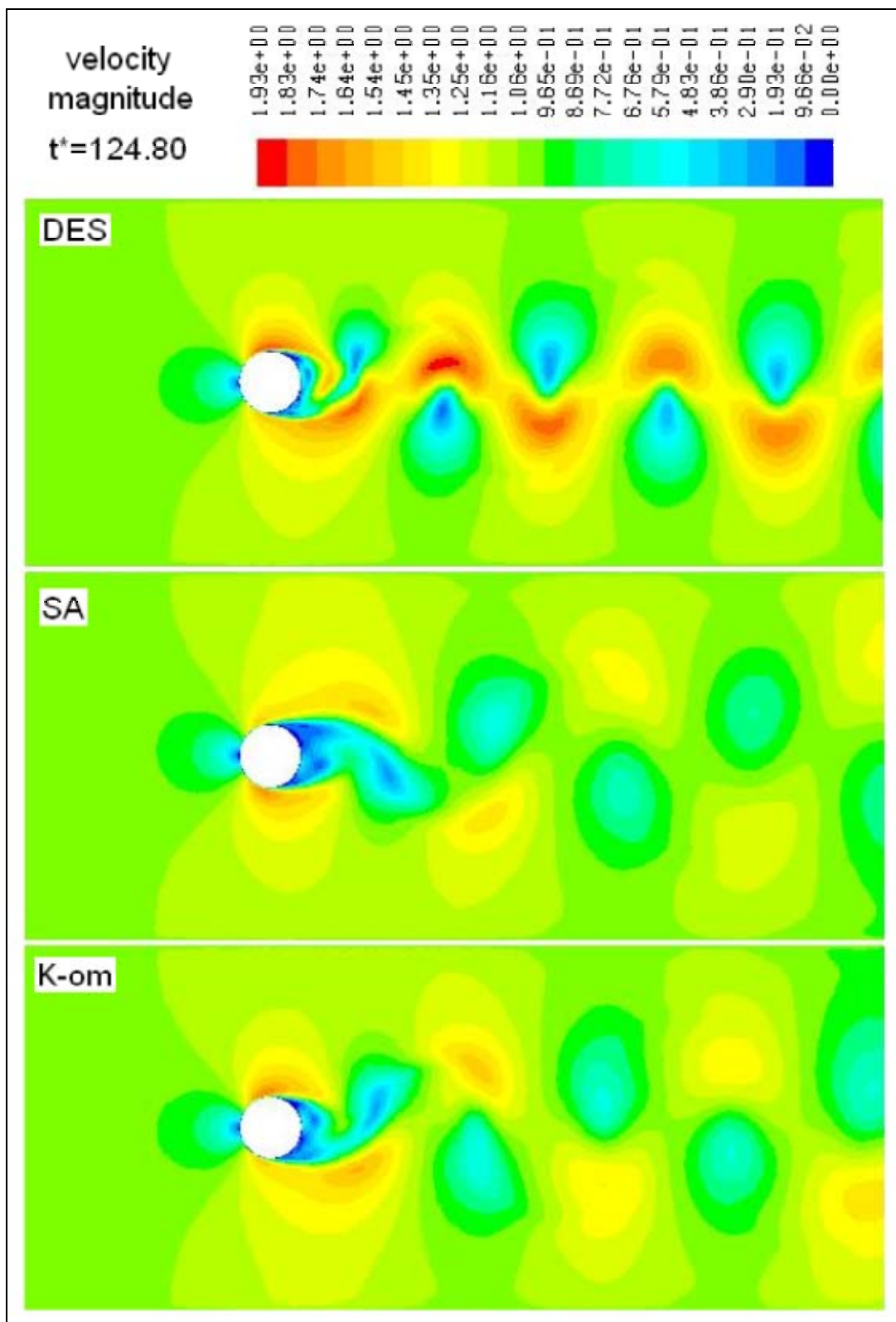
Graf P.3

Časový signál y-složky rychlosti pro body $x/D = 0.6, 1.06, 1.54, 2.02, 3$ ležící na centrální linii - DES-URANS – S-2



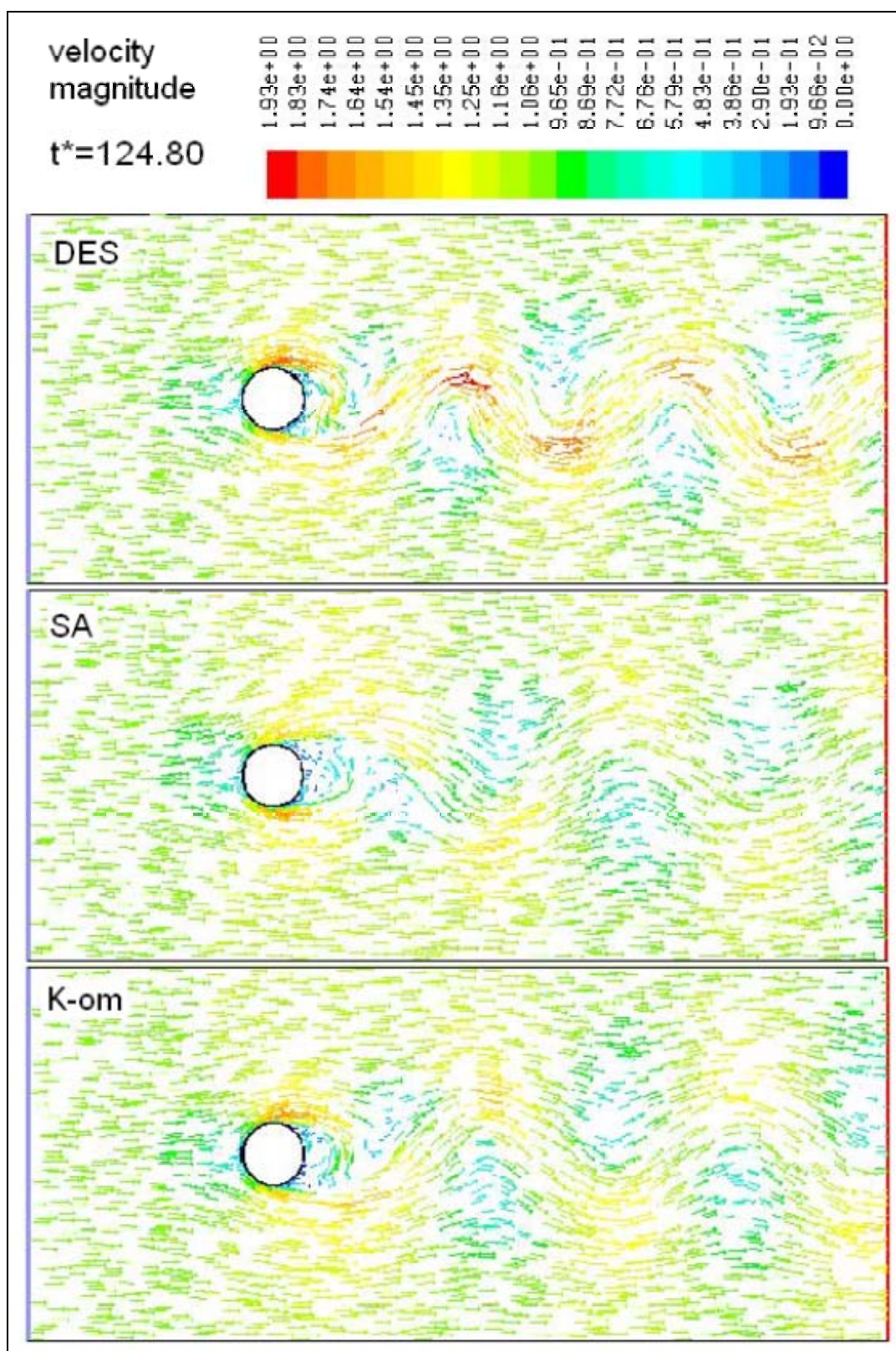
Graf P.4

Časový signál y-složky rychlosti pro body $x/D = 4, 5, 6, 7, 8$ ležící na centrální linii – DES-URANS – S-2



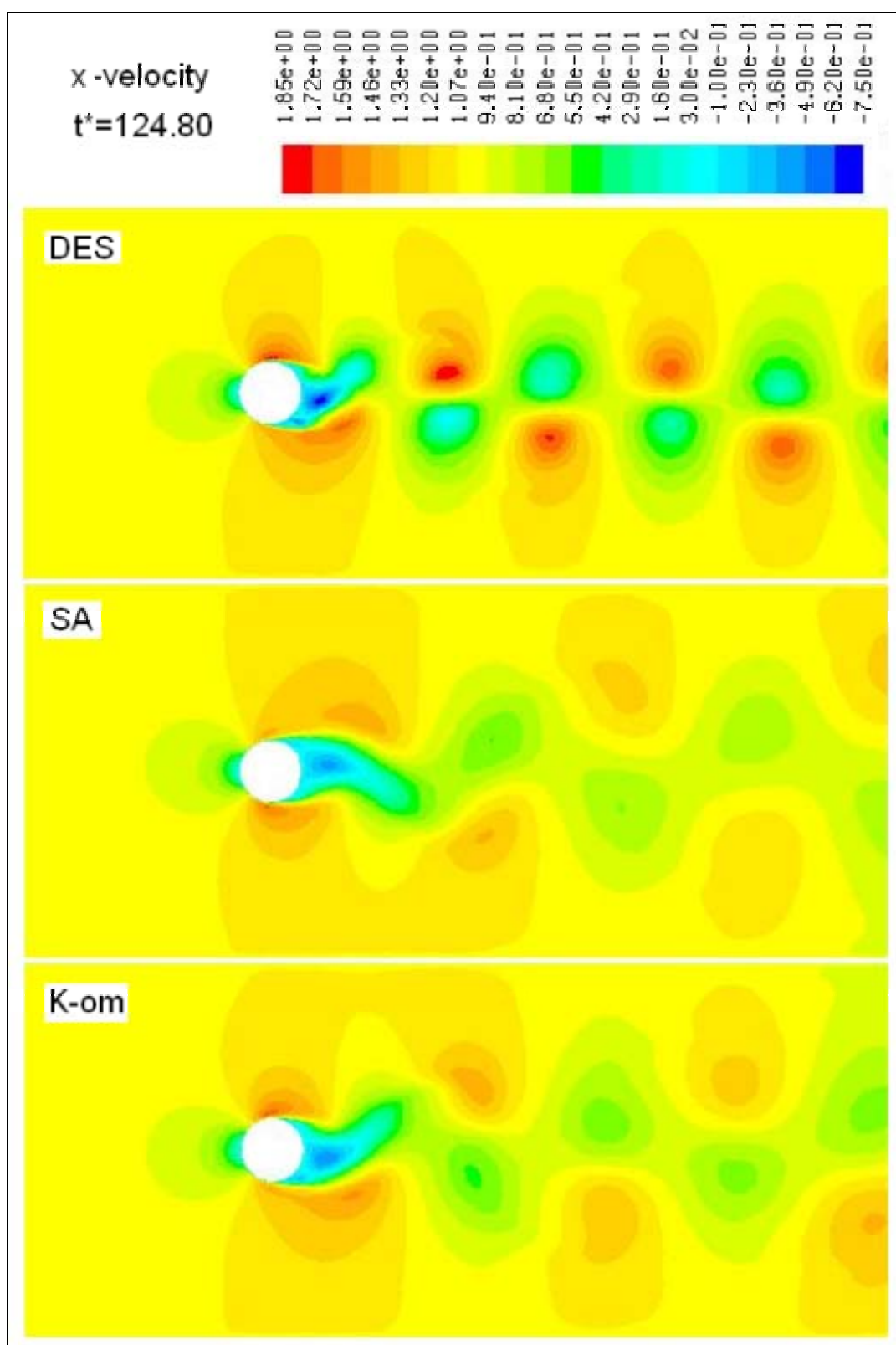
Obr. P.1

Aktuální hodnota bezrozměrné absolutní rychlosti - RANS – S-2



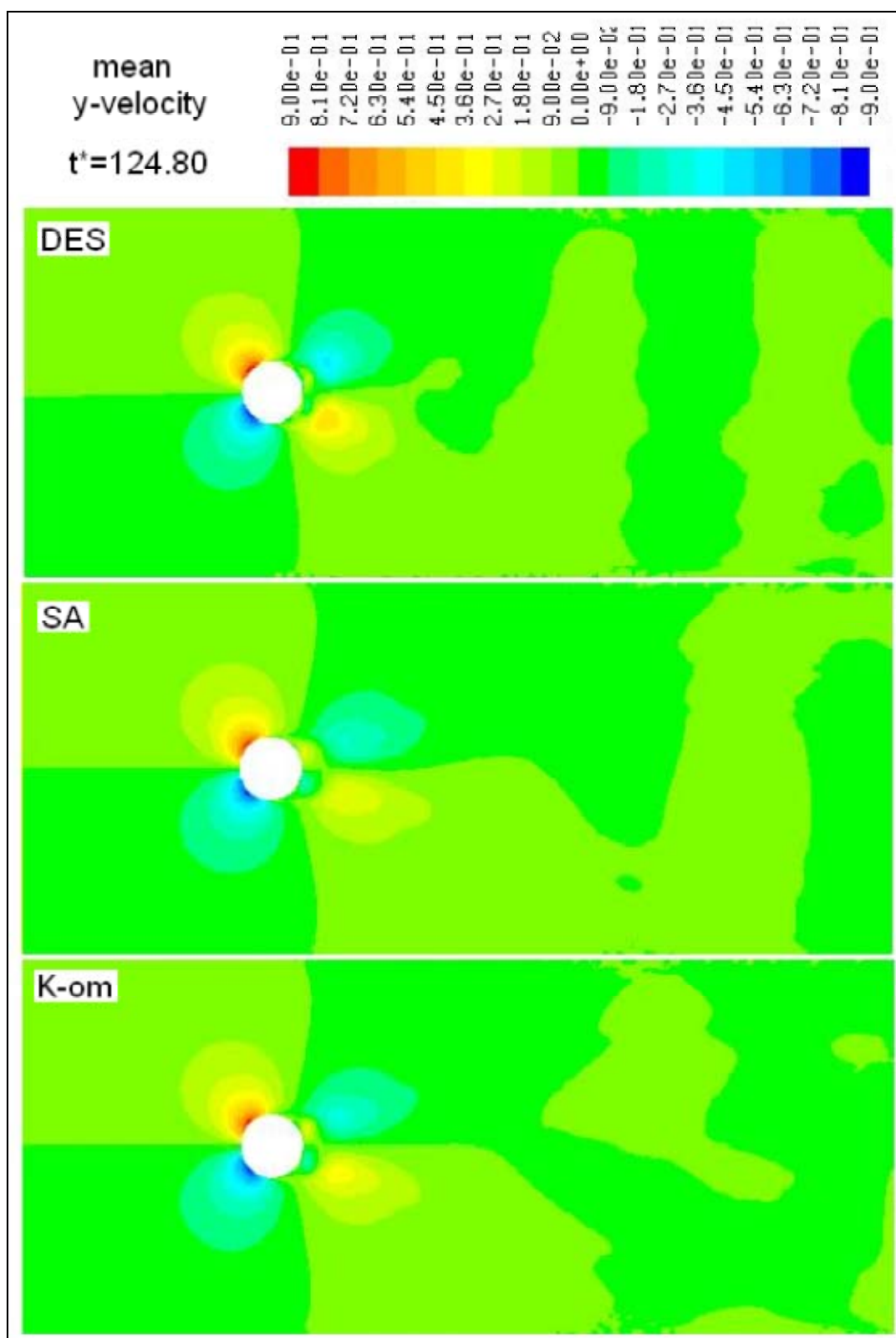
Obr. P.2

Vektorové pole rychlosti s barevným měřítkem bezrozměrné absolutní rychlosti -
RANS – S-2



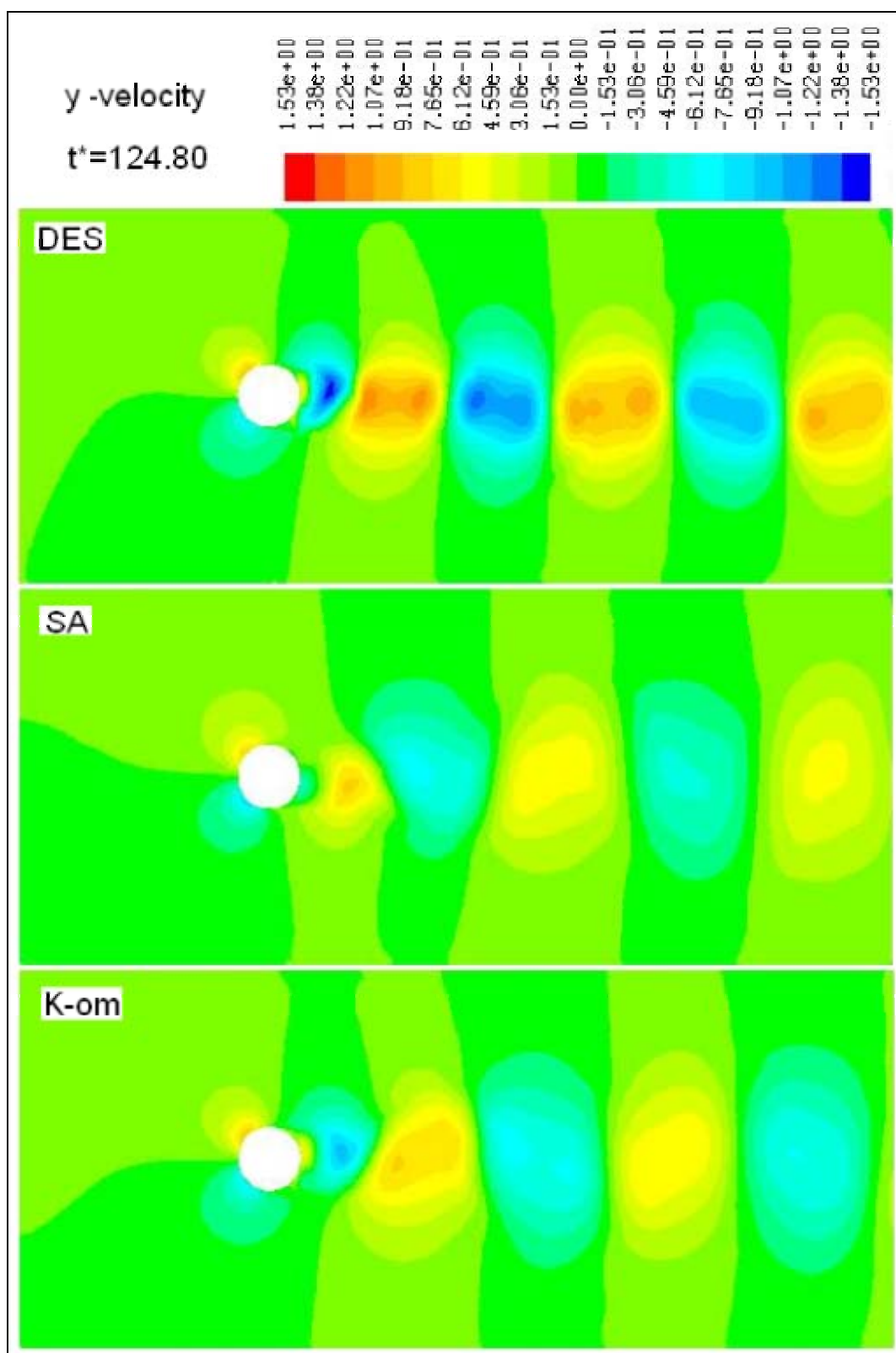
Obr. P.3

Aktuální hodnota bezrozměrné x-složky rychlosti - RANS – S-2



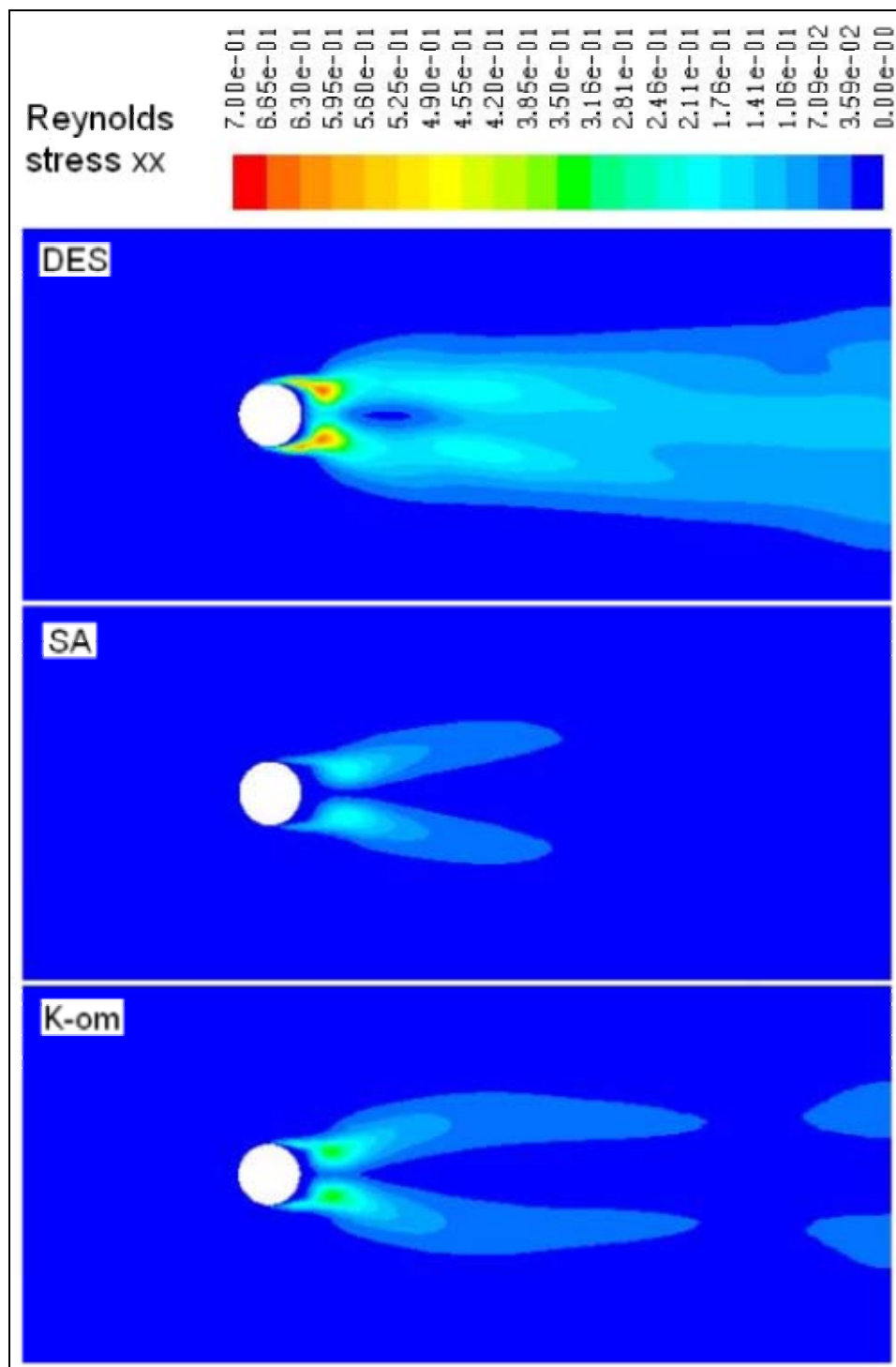
Obr. P.4

Časově středovaná hodnota bezrozměrné y-složky rychlosti – RANS-S-2



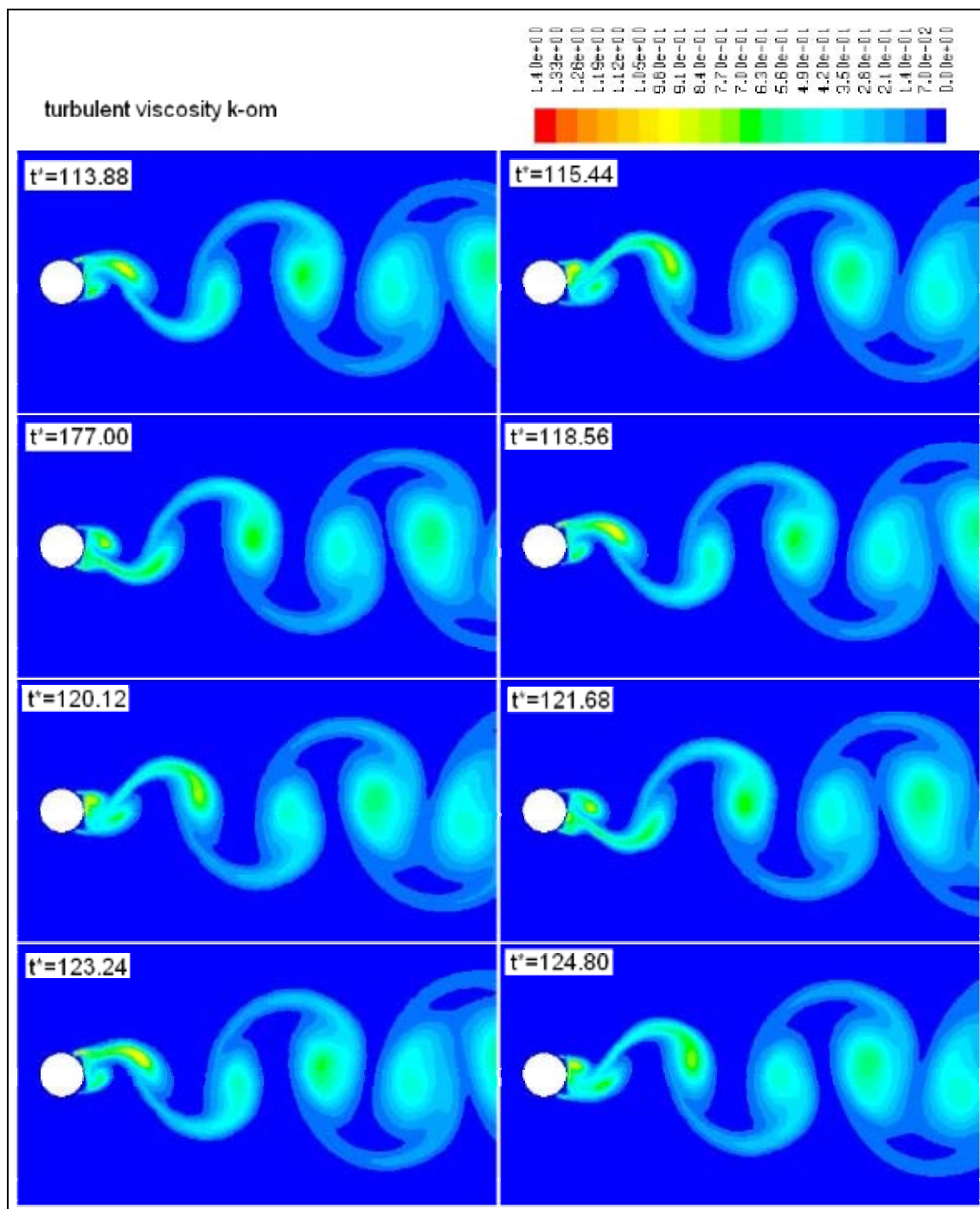
Obr. P.5

Aktuální hodnota bezrozměrné y-složky rychlosti – RANS-S-2



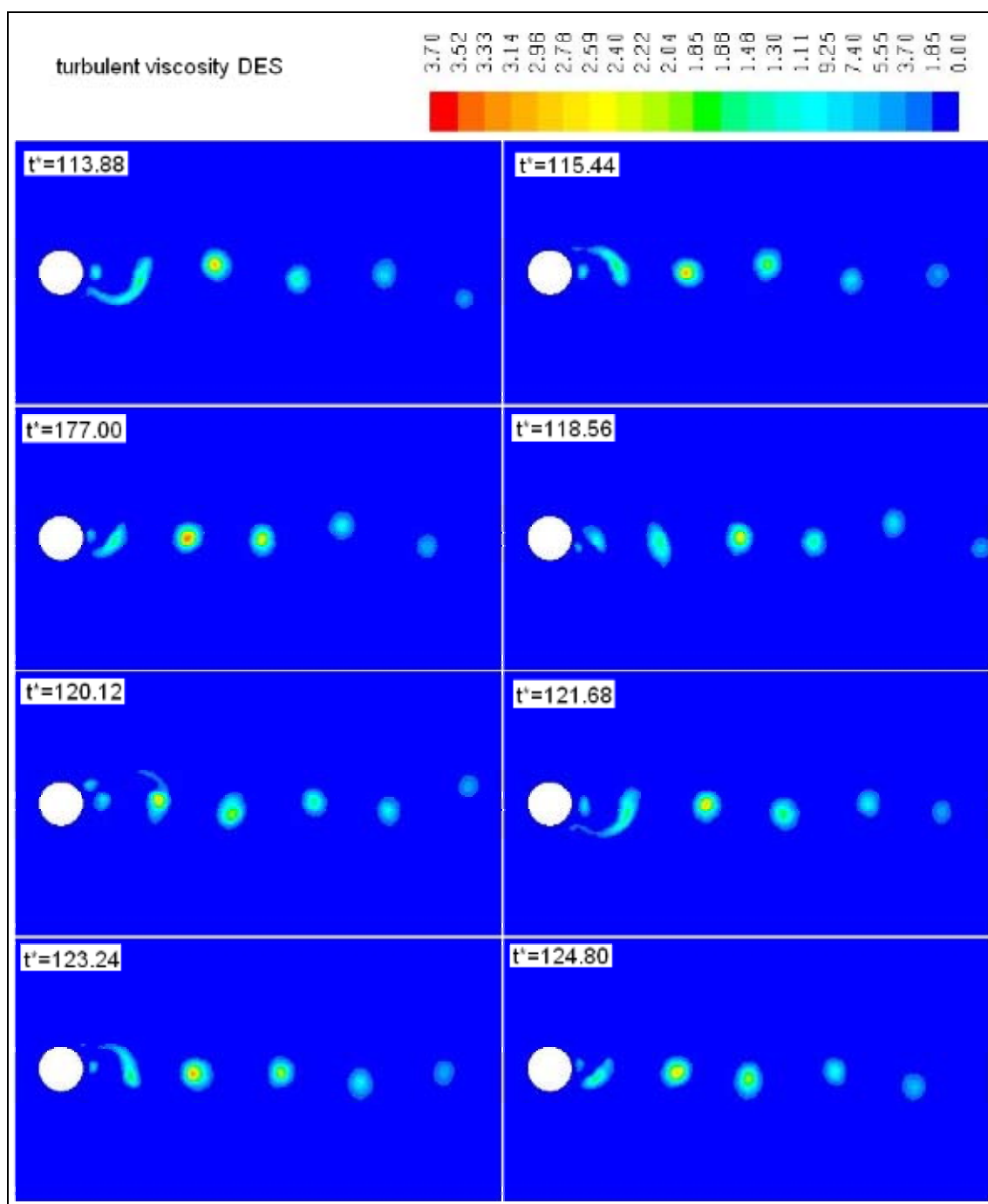
Obr. P.6

Časově středované součiny fluktuací $\overline{u'_1 u'_1}^*$ - RANS – S - 2



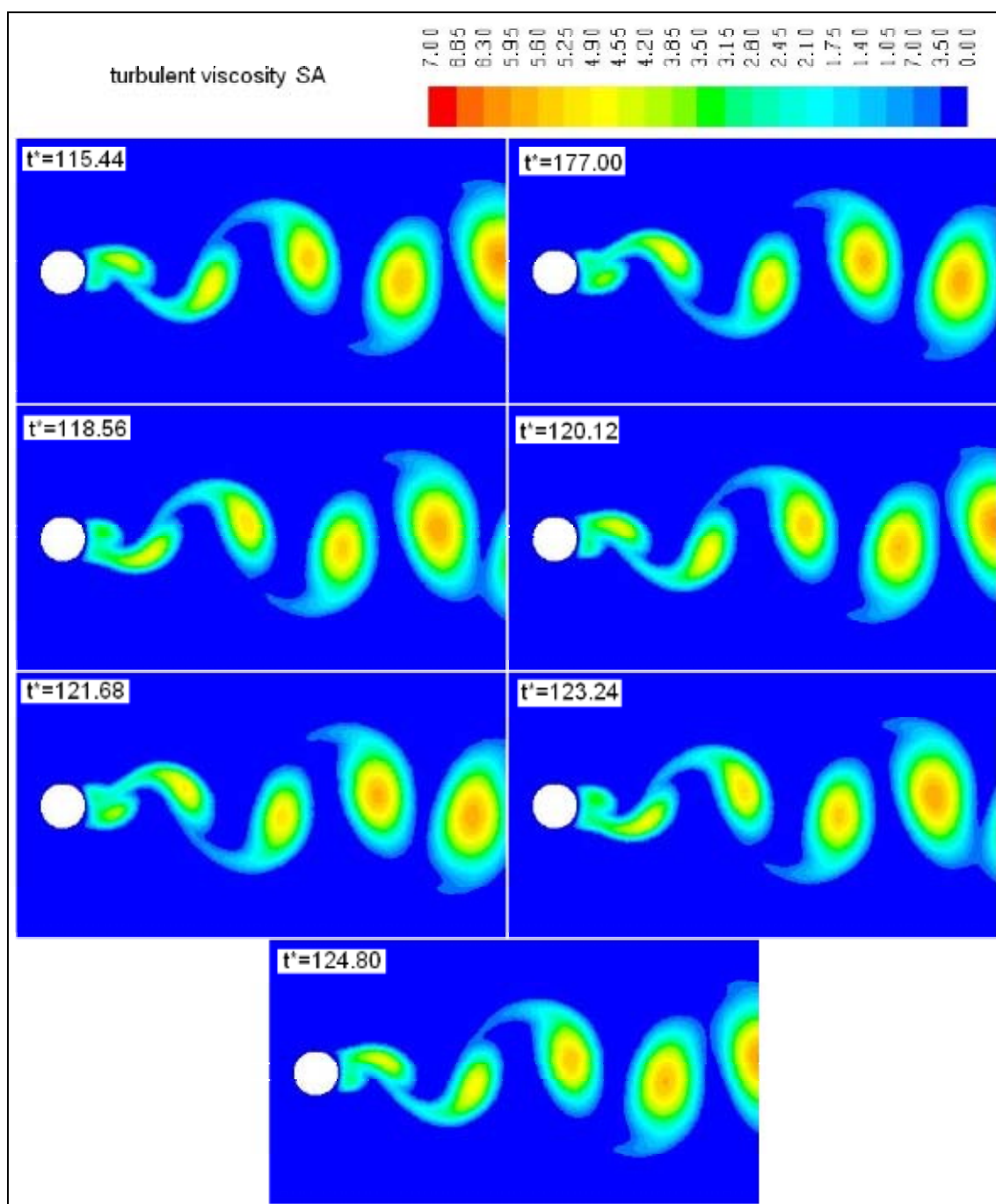
Obr P.7

Časový vývoj bezrozměrné turbulentní viskozity ν_t^* – k- ω – RANS – S-2



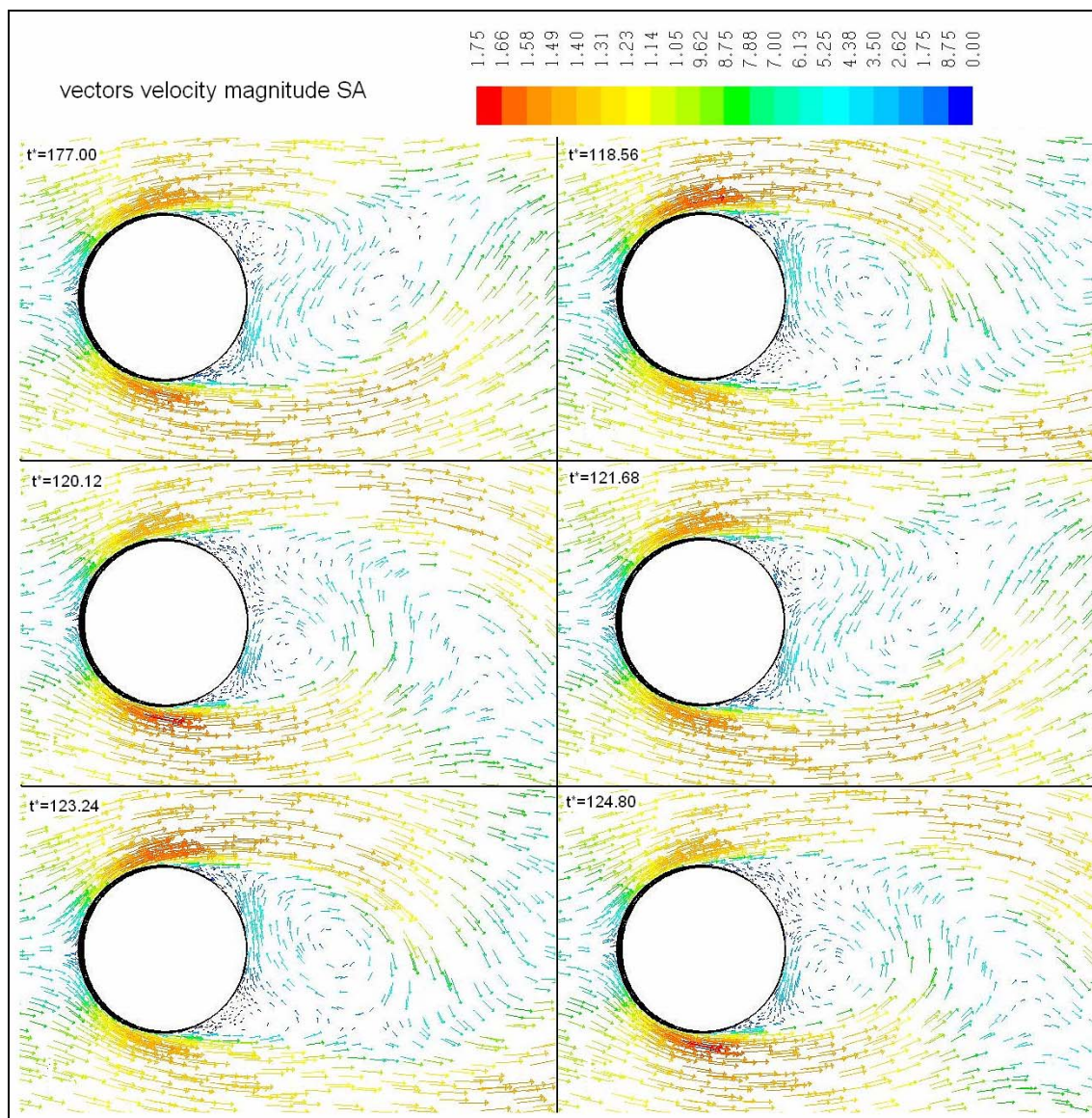
Obr P.8

Časový vývoj bezrozměrné turbulentní viskozity ν_t^* – DES - RANS – S-2



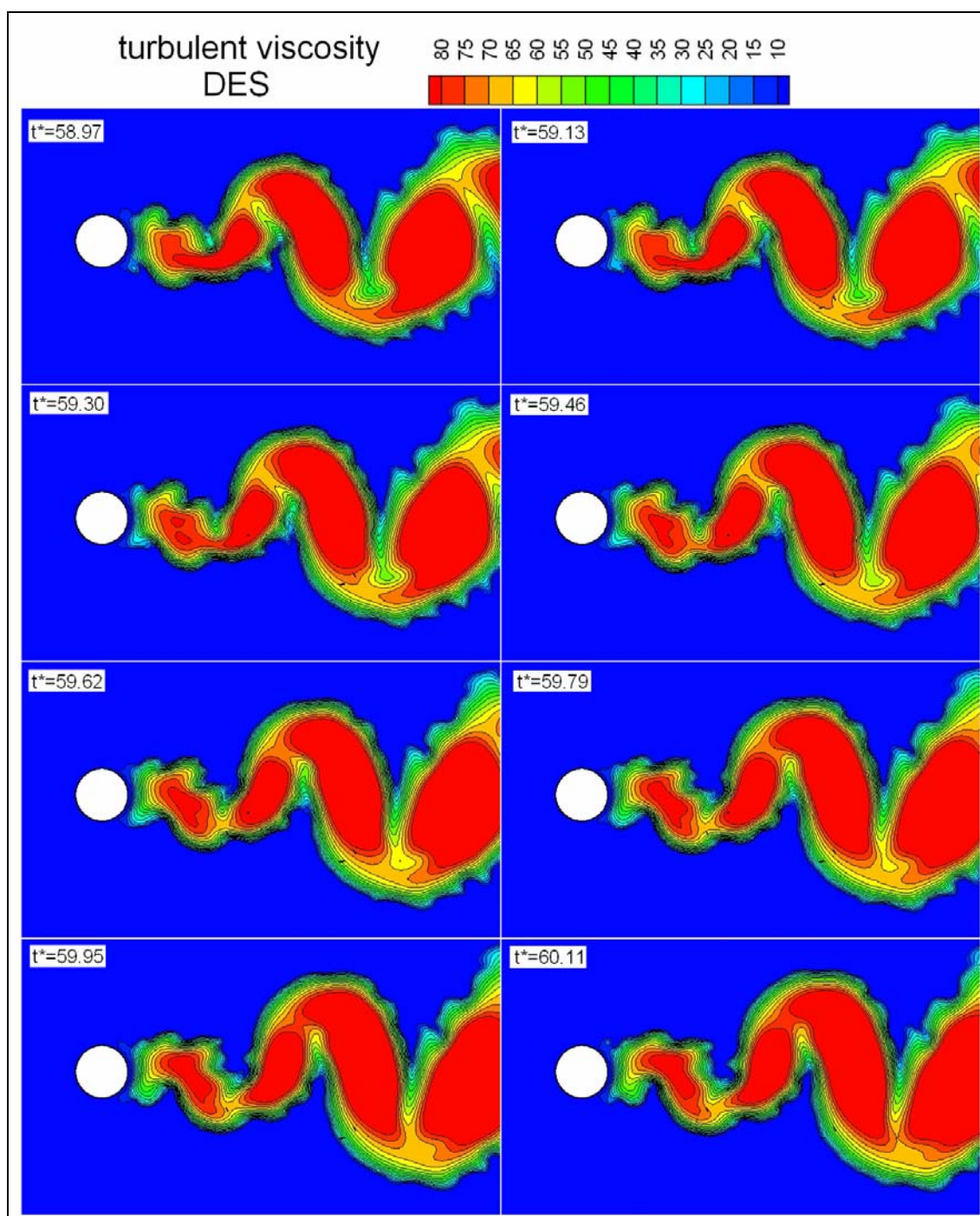
Obr P.9

Časový vývoj bezrozměrné turbulentní viskozity ν_t^* – SA– RANS – S-2



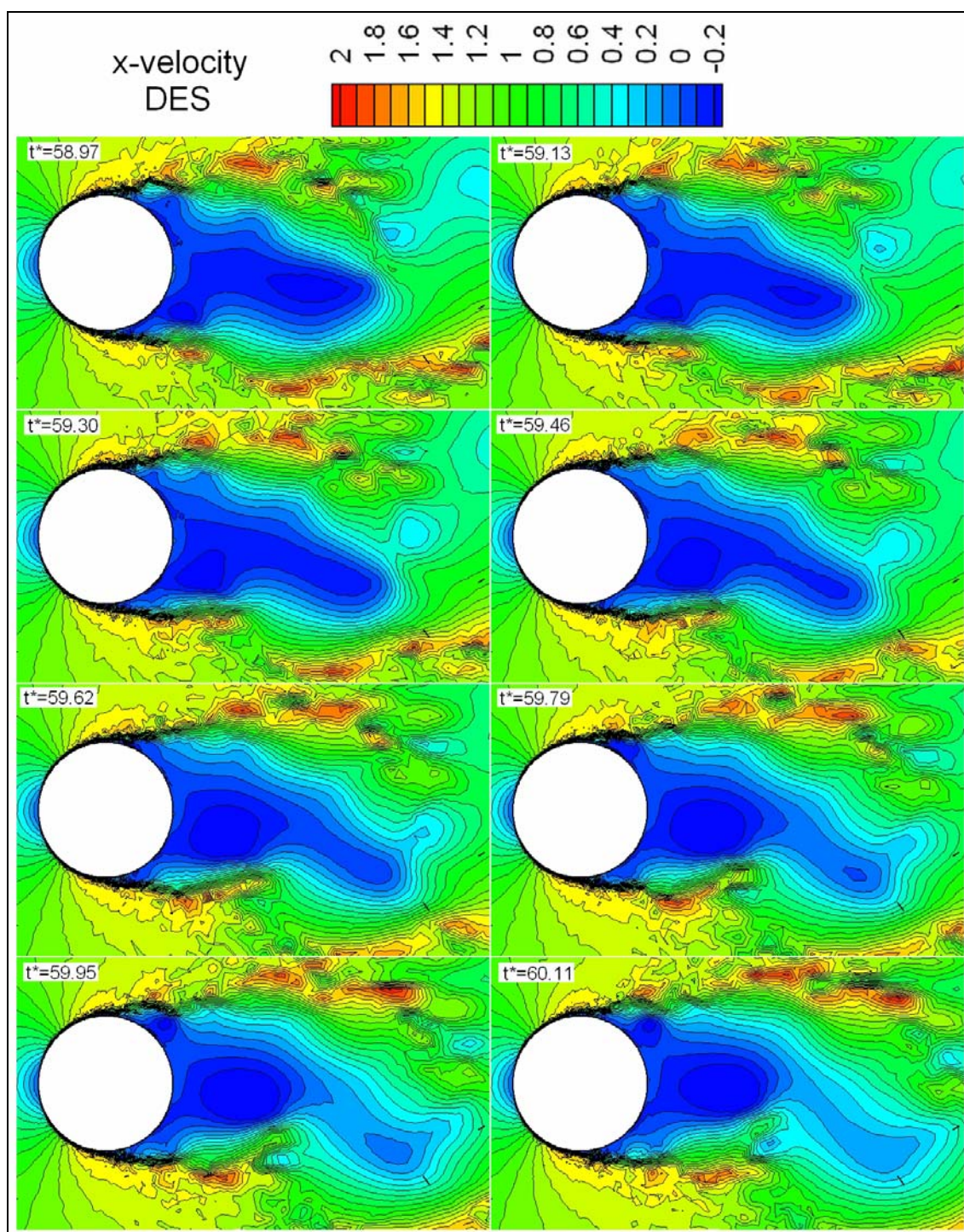
Obr P.10

Časový vývoj bezrozměrného vektorového pole \vec{u}^* – SA – RANS – S-2 barevné měřítko zobrazuje bezrozměrnou velikost rychlosti



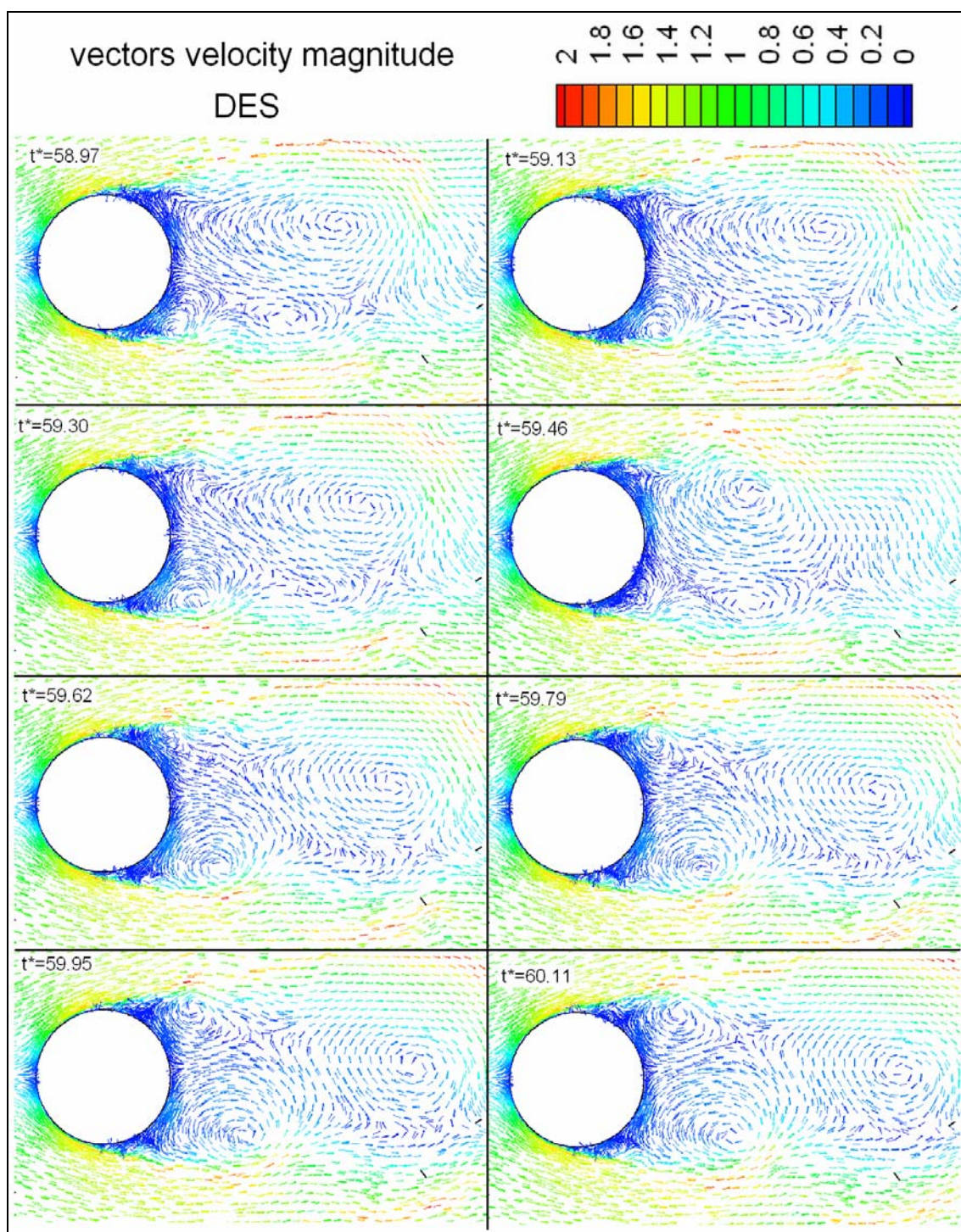
Obr P.11

Časový vývoj bezrozměrné turbulentní viskozity ν_t^* – DES – URANS – S-2



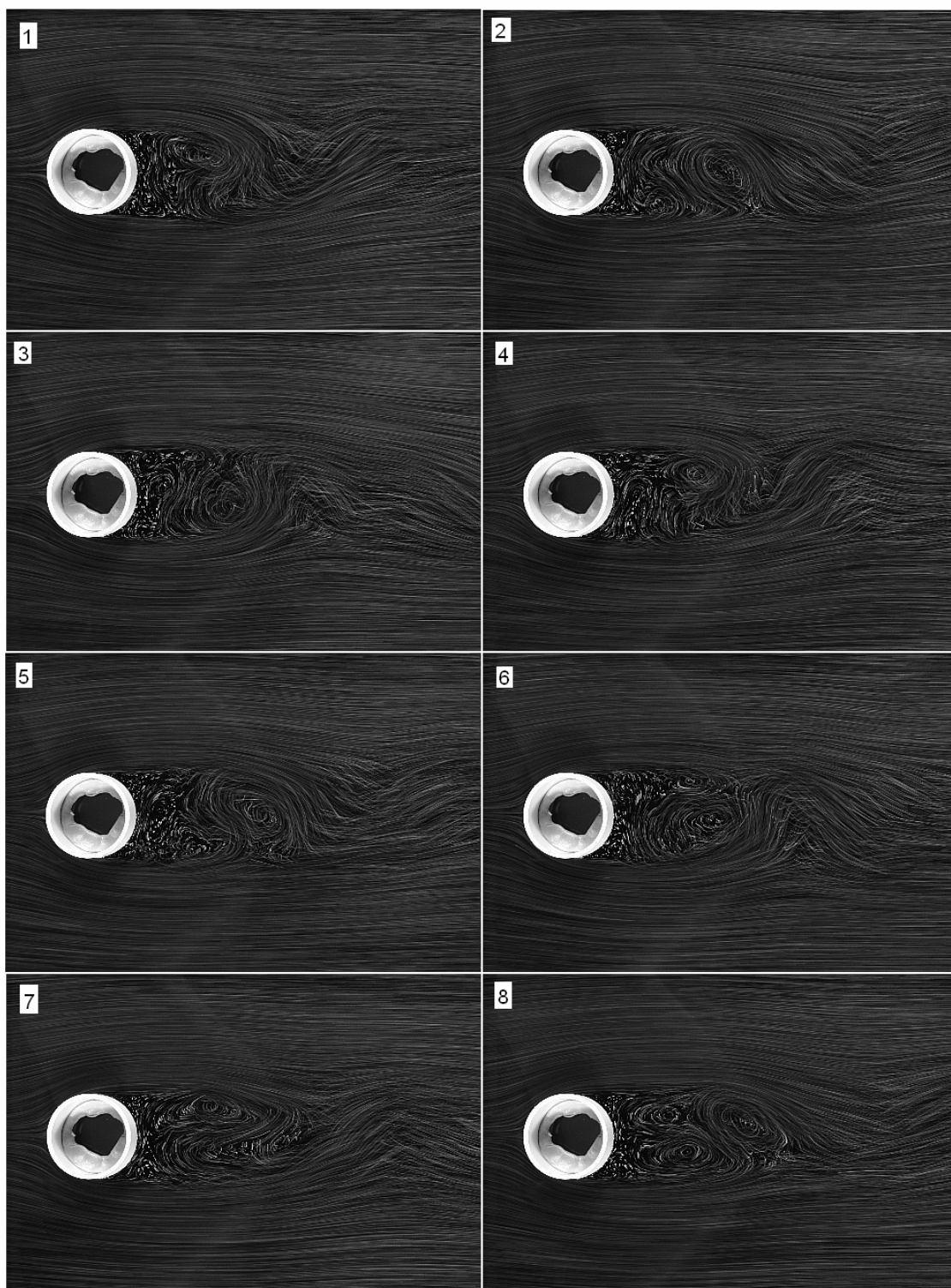
Obr P.12

Časový vývoj bezrozměrné x-složky rychlosti – DES – URANS – S-2



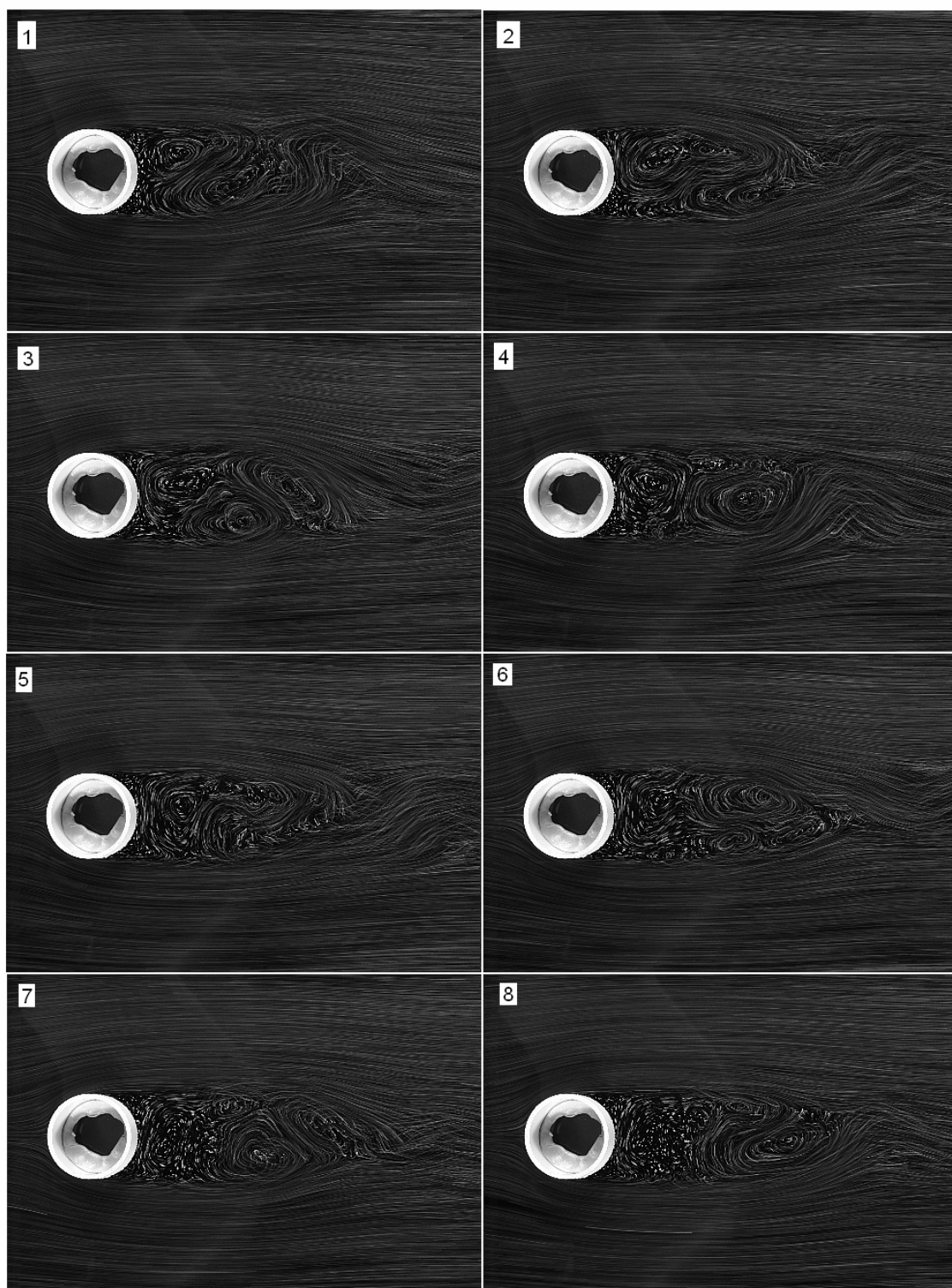
Obr P.13

Časový vývoj bezrozměrného vektorového pole \vec{u}^* – DES – URANS – S-2 barevné měřítko zobrazuje bezrozměrnou velikost rychlosti



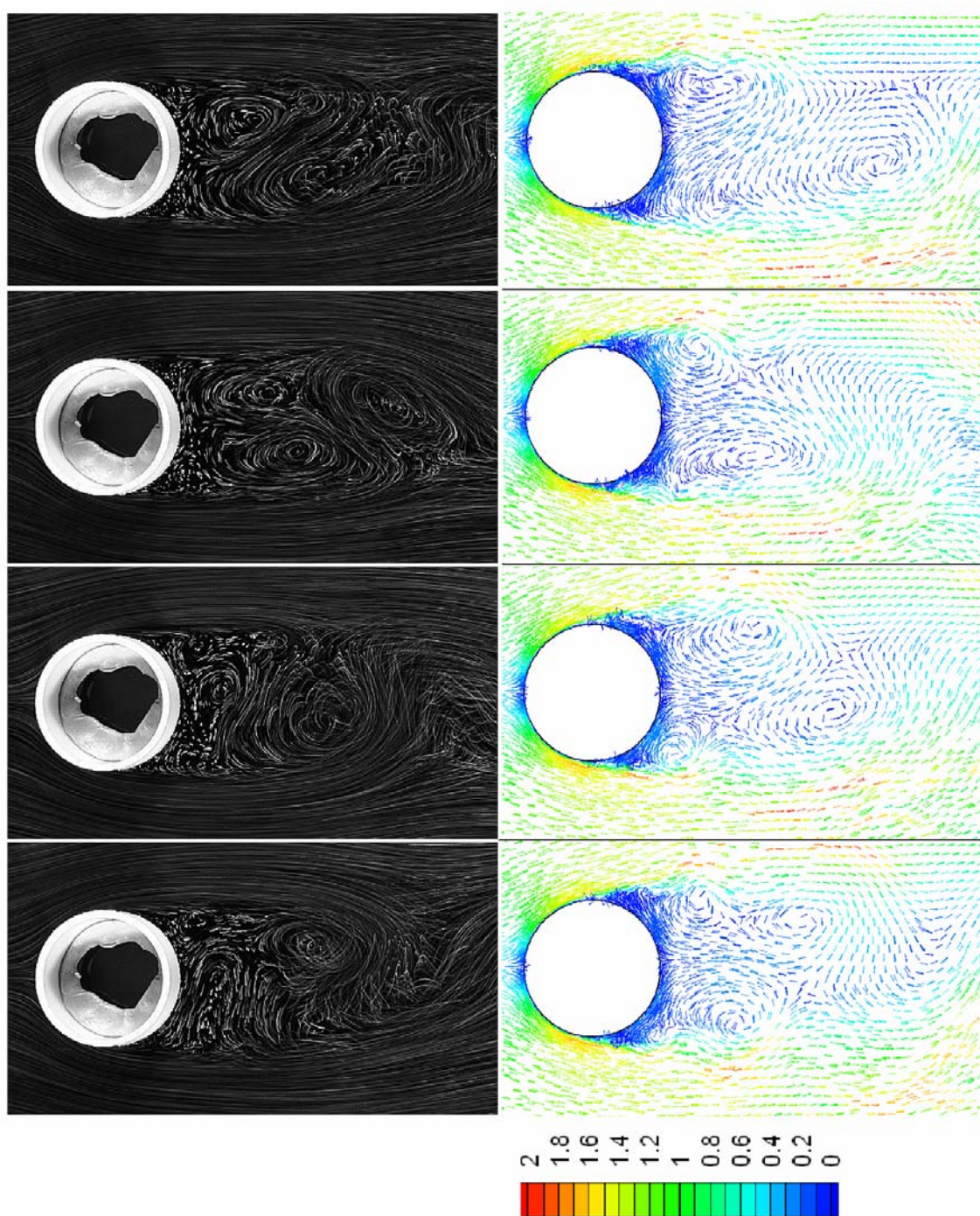
Obr P.14

Snímky z vizualizace proudového pole na hydrodynamické vaně řazených
chronologicky za sebou



Obr P.15

Snímky z vizualizace proudového pole na hydrodynamické vaně řazených
chronologicky za sebou



Obr P.16

Vybrané snímky z vizualizace proudového pole na hydrodynamické vaně v porovnání s vybranými obrázky vektorového pole \vec{u}^* – DES – URANS – S-2

Seznam příloh

Graf P.1	P1
Detail frekvenčního spektra y-složky rychlosti pro bod $x/D = 9.5$ ležící na centrální linii - DES-URANS – S-2	
Graf P.2	P1
Frekvenční spektrum y-složky rychlosti pro bod $x/D = 9.5$ ležící na centrální linii – logaritmické měřítko - DES-URANS – S-2	
Graf P.3	P2
Časový signál y-složky rychlosti pro body $x/D = 0.6, 1.06, 1.54, 2.02, 3$ ležící na centrální linii - DES-URANS – S-2	
Graf P.4	P2
Časový signál y-složky rychlosti pro body $x/D = 4, 5, 6, 7, 8$ ležící na centrální linii – DES-URANS – S-2	
Obr. P.1	P3
Aktuální hodnota bezrozměrné absolutní rychlosti - RANS – S-2	
Obr. P.2	P4
Vektorové pole rychlosti s barevným měřítkem bezrozměrné absolutní rychlosti - RANS – S-2	
Obr. P.3	P5
Aktuální hodnota bezrozměrné x-složky rychlosti - RANS – S-2	
Obr. P.4	P6
Časově středovaná hodnota bezrozměrné y-složky rychlosti – RANS-S-2	
Obr. P.5	P7
Aktuální hodnota bezrozměrné y-složky rychlosti – RANS-S-2	
Obr. P.6	P8
Časově středované součiny fluktuací $\overline{u'_1 u'_1}^*$ - RANS – S - 2	
Obr P.7	P9
Časový vývoj bezrozměrné turbulentní viskozity ν_t^* – k- ω – RANS – S-2	

Obr P.8	P10
Časový vývoj bezrozměrné turbulentní viskozity ν_t^* – DES - RANS – S-2	
Obr P.9	P11
Časový vývoj bezrozměrné turbulentní viskozity ν_t^* – SA– RANS – S-2	11
Obr P.10	P12
Časový vývoj bezrozměrného vektorového pole \vec{u}^* – SA – RANS – S-2 barevné měřítko zobrazuje bezrozměrnou velikost rychlosti	
Obr P.11	P13
Časový vývoj bezrozměrné turbulentní viskozity ν_t^* – DES – URANS – S-2	
Obr P.12	P14
Časový vývoj bezrozměrné x-složky rychlosti – DES – URANS – S-2	14
Obr P.13	P15
Časový vývoj bezrozměrného vektorového pole \vec{u}^* – DES – URANS – S-2 barevné měřítko zobrazuje bezrozměrnou velikost rychlosti	
Obr P.14	P16
Snímky z vizualizace proudového pole na hydrodynamické vaně řazených chronologicky za sebou	
Obr P.15	P17
Snímky z vizualizace proudového pole na hydrodynamické vaně řazených chronologicky za sebou	
Obr P.16	P18
Vybrané snímky z vizualizace proudového pole na hydrodynamické vaně v porovnání s vybranými obrázky vektorového pole \vec{u}^* – DES – URANS – S-2	